Г.Н.Кочержевский Г.А.Ерохин Н.Д.Козырев

АНТЕННО -ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

32.845 K 7.55

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

(10 50009

Ì



ББК 32.845 Қ 55 УДК 621.396.67 (075.8)

Рецензенты: кафедра антени и радиопередающих устройств Таганрогского радиотехнического института (зав. кафедрой доктор техн. наук, профессор Б. М. Петров) и доктор техн. наук, профессор В. Г. Ямпольский

Редакция литературы по раднотехнике

Кочержевский Г. Н. и др.

К 55 Антенно-фидерные устройства: Учебник для вузов/ Г. Н. Кочержевский, Г. А. Ерохин, Н. Д. Козырев. — М.: Радио и связь, 1989. — 352 с.: ил.

ISBN 5-256-00199-X.

Рассматриваются основные вопросы теории излучения и приема радноволи и физические принципы работы основных типов антенно-фидерных устройств различных диапазонов воли, новые и перспективные антенны. Основное внимание уделяется антеннам для радиорелейных линий, космической радносвязи, телевидения. Используются современные методы анализа и синтеза антенн с примененнем ЭВМ.

Для студентов электротехинческих институтов связи по специальности «Радносвязь, радновещание и телевидение».

 $K \frac{230202000-020}{046(01)-89} - 20-89$

ББҚ 32.845

ISBN 5-256-00199-X

© Издательство «Радно и связь», 1989



предисловие

Настоящая книга является учебником по второй части курса «Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства» (учебник по первой части курса — «Распространение радиоволн» — вышел в издательстве «Радио и связь» в 1984 г.) для специальности «Радиосвязь, радиовещание и телевидение» и соответствует программе этого курса, утвержденной в 1984 г. В основу учебника положены лекции, читаемые авторами в Московском электротехническом институте связи.

Учебник состоит из двух частей. В первой части (гл. 1—6) излагаются основы теории антенн. При этом значительное внимание уделяется подробному пояснению математических выкладок и разъяснению физических принципов работы антенных устройств. Во второй части (гл. 7—14) рассматриваются основные типы используемых в настоящее время и перспективных антенных устройств. Значительное внимание уделяется антеннам, применяемым в радиосвязи и радиовещании (антенны для радиорелейных линий, телевидения, космической радиосвязи и др.). В этой же части рассматриваются особенности линий питания антенн различных диапазонов волн (общая теория линий передачи электромагнитной энергии рассматривается в курсе «Техническая электродинамика»).

Изучение антенн различных типов производится по диапазонному принципу. Наряду с традиционными методами расчета значительное место уделяется изложению новых методов анализа и синтеза антенных систем, развитых в настоящее время и ориентированных на применение ЭВМ. Изложение этих методов, а также методов автоматизированного проектирования целесообразно в лекционном курсе иллюстрировать структурными схемами программ расчетов. В качестве примера в приложении 2 приведена структурная схема программы расчета параболической антенны, включающая элементы системы автоматизированного проектирования (САПР).

В книге рассмотрены такие современные типы антенн, как: сканирующие антенные решетки и решетки с обработкой сигнала (в том числе адаптивные антенны), малогабаритные активные антенны и антенны в печатном исполнении, оптимальные рупорные

. 3

облучатели для больших зеркальных антенн, малогабаритные широкополосные конические вибраторы, рельефные импедансные антенны, коротковолновые синфазные антенны с самодополнительными вибраторами и кабельным питанием, средневолновые антенны — мачты шунтового питания с пониженным волновым сопротивлением, приемные гониометрические ферритовые антенны и др.

Учитывая большое внимание, уделяемое в настоящее время проблеме электромагнитной совместимости (ЭМС), в книге имеется специальная глава, посвященная вопросу ЭМС антенных устройств. Вопросы антенных измерений, отсутствующие в программе курса, в книгу не вошли.

Предисловие, гл. 1—3, 6, 9, 11—13 и приложение 1 написаны Г. Н. Кочержевским, гл. 4, 5, 7, 8, 10 и приложения 2 и 3— Г. А. Ерохиным, гл. 14— Н. Д. Козыревым.

Замечания и пожелания по книге следует направлять в издательство «Радио и связь».

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИИ

- А^м векторный потенциал магнитного тока
- А³ векторный потенциал электрического тока
- а раднус провода; раднус круглого волновода; размер широкой стенки волновода
- В реактивная проводимость электрической цепи
- b размер узкой стенки волновода
- С электрическая емкость, Ф
- $C_{\rm I}$ погонная емкость линин, $\Phi/{
 m M}$
- с=3·10⁸ м/с скорость электромагиитной волны в вакууме
 - D коэффициент направленного действия антенны (КНД); расстояние между проводами; диаметр
 - d расстояние между соседними элементами антенны; расстояние между проводами
 - 8 электродвижущая сила (ЭДС)
 - Е напряженность электрического поля, В/м
 - F фокус, частота
 - *f* фокусное расстояние, частота
- $f(\theta, \phi), f(\Delta, \theta)$ ненормированная характеристика (диаграмма) направленности антенны
- F(θ, φ), F(Δ, θ) нормированиая характеристика (диаграмма) направленности антенны
 - G коэффициент усиления антенны (КУ); активиая проводимость
 - G1 погонная активная проводимость линни, См/м
 - Н напряженность магнитного поля, А/м
 - На вертикальный размер антенны
 - h высота подвеса антениы

I. I» — электрический ток (амплитуда)

- I_п амплитуда тока в пучности
- I0 амплитуда тока в точках питания антенны
- /м магнитный ток
- i=y-1 мнимая единица

J — плотность поверхностного тока, А/м

 $k = 2\pi/\lambda$ — коэффициент фазы (волновое число) поперечной электромагнитной волны T в вакууме, м⁻¹

Ков – коэффициент бегущей волны (КБВ)

Кс.в — коэффициент стоячей волны

L — индуктивность, Гн; длина провода

- L1 распределенная индуктивность, Гн/м
- *l* длина плеча вибратора; длина отрезка линии
- *l*_д действующая длина антенны
- М взаимная индуктивность
- n относительный показатель преломления
- № число излучателей решетки
- *Р*_х мощность излучения
- Ро мощность, подводимая к антение
- P_s полная мощность
- Г коэффициент отражения в фидере
- Q добротность; электрический заряд
- q отношение модулей токов в вибраторах
- *R* электрическое сопротивление, Ом: радиус; модуль коэффициента отражения
- *R*₁ распределенное активное сопротивление линии, Ом/м
- *R*₁' нермированное (относительно велнового сопротивления) активное сопротивление линии
- R₂ сопротивление излучения
- R_{вх} активная составляющая входного сопротивления антенны
- r расстояние, радиальная координата
- S плещадь
- S_д действующая (эффективная) площадь антенны
- s шаг синрали; көэффициент согласования антенны по поляризации
- Т период колебания; температура, К
- *T*_a эквивалентная шумовая температура атенны (антенная температура)
- **Т**_я яркостная температура
- t время; коэффициент равномерности поляризационного эллипса
- и обобщенная угловая переменная
- *U* напряжение
- v фазовая скорость
- V объем
- W волновое сопротивление линии без потерь

W_с — характеристическое сопротивление волны

- We⁰ характеристическое сопротивление волны в свободном пространстве
- Х реактнвная составляющая сопротивления
- Х₁ распределенное реактивное сопротивление линин
- У комплексная проводнмость
- Y₁ комплексная распределенная проводимость линин
- Z_{вх} комплексное входное сопротивление (входной импеданс)
- x₀, y₀, z₀ орты прямоугольной системы координат
 - скоэффициент ослабления, м⁻¹; угол полотна логопериодической антенны
 - β коэффициент фазы, м⁻¹; угол поляризации
 - у коэффициент распространения; угол раствора рупора; коэффициент замедления с/v
 - Δ угол между горизонтальной плоскостью и направлением на точку наблюдення (угол наклона)
- $\Delta = E_{\kappa p}/E_0$ отношение напряженности поля на краю излучающего раскрыва к напряженности поля в центре раскрыва (пьедестал)
 - δ угол потерь; относительный допуск на изготовление поверхности параболической антенны
 - ε_а абсолютная диэлектрическая проницаемость, Φ/м
- - $\epsilon_r = \epsilon_a/\epsilon_0$ относительная диэлектрическая проницаемость
 - η коэффициент полезного действия (КПД)
 - θ угол между осью z (ось антенны) и направлением на точку наблюдения
 - λ_в длнна волны в волноводе
 - λ длина волны в свободном пространстве
 - $\lambda_{\kappa p}$ критическая длина волны
 - v коэффициент использования линейной решетки
 - v_а коэффициент использования поверхности антенны (КИП)
 - μ_{a} абсолютная магнитная проницаемость, $\Gamma u/м$
- $\mu_{\bullet} = 4\pi \cdot 10^{-7}$ магнитная постоянная

µr=µa/µ0 — относительная магнитная проницаемость

- П вектор Пойнтинга
- ρ удельное сопротивление, Ом/м; радиальная координата
- σ удельная проводимость, См/м; поверхностная плотность
 электрического заряда
- τ толщина; безразмерный период логарифмической структуры;
 поверхностная плотность электрического заряда
- ф угол между осью х и направлением на точку наблюдения в плоскости хоу (азимутальный угол)
- ф угол сдвига фаз между токами в элементах антенны
- Ψ(θ, φ) фазовая характеристика направленности
 - Ω телесный угол, ср
 - ω угловая частота, с^-1
- ρ·, θ·, φ₀ орты сферической системы координат

введение

В.1. НАЗНАЧЕНИЕ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ АНТЕНН

Антенной называется радиотехническое устройство, предназначенное для излучения или приема электромагнитных волн. Антенна является одним из важнейших элементов любой радиотехнической системы, связанной с излучением или приемом радиоволн. К таким системам относят: системы радиосвязи, радиовещания, телевидения, радноуправления, радиорелейной связи, радиолокации, радиоастрономии, радионавигации и др.

В конструктивном отношении антенна представляет собой провола, металлические поверхности, диэлектрики, магнитодиэлектрики. Назначение антенны поясняется упрощенной схемой радиолинии (рис. В.1). Электромагнитные колебания высокой частоты, модулированные полезным сигналом и создаваемые генератором, преобразуются передающей антенной в электромагнитные волны и излучаются в пространство. Обычно электромагнитные колебания полводят от передатчика к антенне не непосредственно, а с помощью линии питания (линия передачи электромагнитных волн, фидер).

При этом вдоль фидера распространяются связанные с ним электромагнитные волны, которые преобразуются антенной в расхолящиеся электромагнитные волны свободного пространства.

Приемная антенна улавливает свободные радиоволны и преобразует их в связанные волны, подводимые с помощью фидера к приемнику. В соответствии с принципом обратимости антенн (см. § 6.1) свойства антенны, работающей в режиме передачи, не измеияются при работе этой антенны в приемном режиме. Заметли,

что в гл. 1—5 работа антенн анализируется в режиме передачи.

Устройства, аналогичные антеннам, применяют также для возбуждения электромагнитных колебаний в различных типах волноводов и объемных резонаторов.



Преобразование антенной одного вида электромагнитных волн (или электромагнитных колебаний) в другой должно происходить с минимальными потерями энергии, т. е. с максимально возможным КПД, определяемым в передающем режиме по формуле $\eta = P_{\Sigma}/P_0$ (P_{Σ} — излучаемая антенной мощность; P_0 — мощность, подводимая к антенне)¹.

Способность антенны излучать электромагнитные волны с различной интенсивностью в разных направлениях характеризуется ее направленными свойствами. Антенны, обладающие этими свойствами, позволяют без увеличения мощности передатчика увеличивать напряженность электромагнитного поля в необходимом направлении в сотни тысяч и даже миллноны раз путем концентрации электромагнитных волн в узкие пучки. В большинстве случаев это экономически более выгодно, чем увеличение напряженности поля увеличением мощности передатчика. Кроме того, концентрация электромагнитных волн в требуемом направлении приводит к уменьшению взаимных помех различных радиотехнических систем. Наличие направленных свойств у приемных антенн, т. е. различная эффективность приема волн, приходящих с различных направлений (пространственная избирательность), ведет к ослаблению приема различных внешних помех, т. е. к повышению качества приема и улучшению помехозащищенности приемного устройства.

Чтобы антенна концентрировала излучаемые электромагнитные волны в узкий пучок лучей, ее размеры должны значительно превосходить длину волны. Большим направленным действием должны обладать антенны для космической радиосвязи, радиоастрономии, радиолокации, радиорелейных линий.

Необходимо иметь в виду, что в ряде случаев к антеннам предъявляют требования всенаправленности (в одной плоскости). Например, радиовещательные и телевизионные антенны, расположенные в центре страны или области, должны в плоскости земли (горизонтальная плоскость) излучать во все стороны одинаково. Направленные свойстваявляются настолько важными, что принято говорить о двух функциях, выполняемых антенной: 1) преобразование электромагнитных колебаний в свободные электромагнитные волны; 2) излучение этих волн в определенных направлениях.

Важную роль в работе антенного устройства играет линия питания (фидерный тракт), которая передает (канализирует) электромагнитную энергию от генератора к антенне (или от антенны к приемнику). Фидер не должен излучать электромагнитные волны и должен иметь минимальные потери. Его необходимо согласовывать с выходной ценью передатчика (или с входной цепью приемника) и с входным сопротивлением антенны, т. е. в фидере должен существовать режим бегущей волны или близкий к нему. В зависимости от диапазона радиоволн применяют различные типы фидеров: двухпроводные или многопроводные воздушные фидеры, несимметричные экранированные (коаксиальные) линии, различные типы волноводов и др.

В.2. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРАХ АНТЕНН

Свойства направленности антенны описывают характеристикой (диаграммой) направленности. Количественно эти свойства оценивают с помощью таких параметров, как ширина диаграммы направленности, уровень боковых лепестков, коэффициент направленного действия (КНД) и других, которые подробно рассматриваются в гл. 1. Важным параметром является входное сопротивление антенны, характеризующее ее как нагрузку для генератора или филера. Входным сопротивлением антенны называется отношение напряжения между точками питания антенны (зажимы антенны) к току в этих точках. Если антенна питается волноводом. то входное сопротивление определяется отражениями, возникающими в волноводном тракте. В общем случае входное сопротивление — величина комплексная: Z_{вх} = R_{вх}+iX_{вх}. Оно должно быть согласовано с волновым сопротивлением фидерного тракта (или с выходным сопротивлением генератора) так, чтобы обеспечить в последнем режим, близкий к режиму бегущей волны.

Мощность, излучаемая антенной P_{Σ} , связана с током в точках питания антенны соотношением $P_{\Sigma}=I_0{}^2R_{\Sigma 0}/2$, где $R_{\Sigma 0}$ — активная составляющая входного сопротивления антенны; при отсутствии потерь в ней ($\eta = 1$) — это сопротивление излучения. Данное определение относится к проволочным антеннам.

Одним из основных параметров антенны является ширина ее рабочей полосы частот, в пределах которой параметры антенны (характеристика направленности, входное сопротивление, КПД и др.) удовлетворяют определенным техническим требованиям. Требования к постоянству параметров антенны в пределах рабочей полосы могут быть различными; они зависят от условий работы антенны.

Обычно рабочая полоса частот определяется тем параметром, Значение которого при изменении частоты раньше других выходит из допустимых пределов. Очень часто таким параметром является входное сопротивление антенны. Изменение его при изменении частоты приводит к рассогласованию антенны с фидером. В ряде случаез ширина рабочего диапазона определяется ухудшением одного из параметров, характеризующих направленные свойства: изменением направления максимального излучения, расширением диаграммы направленности (ДН), уменьшением КНД и др. В зависимости от ширины рабочего диапазона антенны условно разбивают

¹ Распространение электромагнитных волн связано с переносом определенной энергии (мощности). Для краткости говорят «подводимая мощность», «мощность излучения».

на: а) узкополосные (настроенные), относительная рабочая полоса которых менее 10% номинальной частоты; б) широкополосные, с рабочей полосой частот $10 \dots 50\%$; в) диапазонные, коэффициент перекрытия которых (f_{max}/f_{min}) составляет примерио $2 \dots 5$; г) частотно-независимые (сверхширокополосные), с коэффициентом перекрытия, теоретически не зависящим от частоты (практически коэффициент перекрытия таких антенн больше пяти).

Векторы Е и Н излучаемого антенной электромагнитного поля определенным образом ориентированы в пространстве. Направлеиие этих векторов определяется плоскостью поляризации электромагнитного поля. Существуют параметры, характеризующие поляризационные свойства антениы (см. § 1.3).

Е щ одним параметром антенны является *предельная мощ*ность, которую можно подвести к аитеине без опасности ее разрушения и не вызывая пробоя окружающей среды. Все упомянутые параметры подробнее рассматриваются в соответствующих главах.

В.3. КЛАССИФИКАЦИЯ АНТЕ НН

Антенны можно классифицировать по различным признакам: по диапазонному принципу, по характеру излучающих элементов (антенны с линейными токами, или вибраторные антенны, антенны, излучающие через раскрыв — апертурные антенны, антенны поверхностных волн); по виду радиотехнической системы, в которой используется антенна (антенны для радиосвязи, для радиовещания, телевизионные и др.). Будем придерживаться диапазонной классификации. Хотя в различных диапазонах волн очень часто применяют антенны с одинаковыми (по типу) излучающими элементами, однако конструктивное выполнение их различное; значительно отличаются также параметры этих антенн и требования, предъявляемые к ним.

В данном учебнике рассматриваются антенны следующих волновых диапазонов (пазвания диапазонов даются в соответствии с рекомендациями «Регламента радиосвязи»; в скобках указываются названия, широко распространенные в литературе по антеннофидерным устройствам): мириаметровые (сверхдлинные) волны (λ =10 ... 100 км); километровые (длинные) волны (λ =10 ... 100 км); километровые (длинные) волны (λ =10 ... 100 м); декаметровые (короткие) волны (λ =10 ... 100 м); декаметровые (короткие) волны (λ =10 ... 100 м); дециметровые волны (λ =10 см ... 1 м); сантиметровые волны (λ =1 ... 10 км); последние четыре диапазона иногда объединяют общим названием «ультракороткие волны» (УКВ).

В.4. ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕ ОРИИ АНТЕ НН

Основные задачи теории антенн: задача анализа и задача синтеза. Задача анализа состоит в определении электромагиитного поля в любой точке окружающего антенну пространства (в том числе и на самой антенне). Источниками поля являются токи и заряды, распределенные по антенне. Закон этого распределения (зависимость амплитуды и фазы тока от координаты точки на поверхности антенны) обычно неизвестен. Задача анализа при заданной приложенной к антенне ЭДС (сторонняя ЭДС) может быть решена строго исходя из следующих условий: искомое поле должно удовлетворять уравнениям Максвелла; удовлетворять гранич-



ным условиям на поверхности раздела при переходе из одной среды в другую (воздух — металл, воздух — диэлектрик и т. д.); должно выполняться условие излучения. Последнее означает, что на большом расстоянии от антенны поле должно представлять бегущую волну, амплитуда которой с увеличением расстояния r

Строгое решение данной задачи встречает обычно большие математические трудности: антенны в основном имеют сложные коифигурации; поверхности, на которых заданы граничные условия, как правило, не совпадают с координатными поверхностями какихлибо ортогональных систем координат. В связи с этим строгое решение задачи анализа получено только для некоторых частиых случаев (см., например, § 2.2).

Задачу анализа можно упростить, разделив ее на две части: внутреннюю и внешнюю. Внутренняя задача состоит в определении распределения возбуждающего тока по самой антенне или распределения поля на произвольно выбранной замкнутой поверхности S (рис. В.2), ограничивающей объем V₁, в котором находятся источники поля. Эта задача решается приближенными методами, выбараемыми в зависимости от конкретных данных антенны. Например, часто задаются синусондальным распределением тока влоль линейных вибраторов исходя из некоторой аналогии между вноратором и разомкнутой на конце длинной двухпроводной линиен. В качестве примера антенны с синусоидальным распределением тока на рис. 2.1 (см. § 2.1) изображена антенна — симметричны вибратор, используемая в днапазонах декаметровых, метровыд и дециметровых волн. Эта антенна представляет собой цилиндрический провод, длина которого соизмерима с длиной волны (часто длина провода составляет половину длины волны). Между двумя половинами этого провода («плечами») включается источник ЭДС. Для проволочных антенн, например, вибраторного типа, поле можно рассчитать, мысленно разбивая антенну на ряд элементарных электрических вибраторов (ЭЭВ).

В тех случаях, когда распределение тока по антение либо неиз-

вестно, либо является слишком сложным, внешнее поле целесообразно находить заданием векторов Е и Н на замкнутой поверхности S, охватывающей источники (при этом часто используют методы геометрической оптики). Этот способ широко применяется при анализе апертурных антенн (рупорных, линзовых, параболических и др.). Если известны тангенциальные составляющие векторов Е и Н на поверхности S, то эти составляющие на основании известного из электродинамики принципа эквивалентности могут быть заменены фиктивными эквивалентными поверхностными электрическими и магнитными токами. Разбивая поверхность S на элементарные плошадки dS и рассматривая каждую площадку как элемент Гюйгенса, можно найти полное поле во внешней области V2, суммируя поля, созданные отдельными элементами. Такой метод решения внешней задачи называется приближением Гюйгенса — Кирхгофа. Таким образом, излучающая система (пространство, заполненное токами, возбуждающими электромагнитные волны) представляет собой не только реальные электрические токи, текущие по металлическим поверхностям, но и эквивалентные электрические и магнитные токи, распределенные на замкнутых поверхностях, окружающих антенну, а также поляризационные электрические и магнитные токи в объемах, занимаемых диэлектриками и магнитодиэлектриками.

Задача синтеза антени состоит в определении размеров и формы антенны и нахождении распределения источников поля на ней по заданным требованиям к электрическим параметрам антенны (в основном — по диаграмме направленности). Эта задача возникает в связи с тем, что в ряде случаев параметры антенны, получающиеся при известном распределении тока на ней, не отвечают предъявляемым требованиям.

Решение задач анализа и синтеза, особенно в строгой постановке, требует, как правило, применения ЭВМ. При этом ЭВМ используются не только в качестве расчетного инструмента для быстрого получения характеристик исследуемых антени, но и для ускорения и повышения качества проектирования антенно фидерных устройств, что достигается применением системы автоматизированного проектирования (САПР). В качестве примера использования ЭВМ для расчета нскоторых типов антенн в приложении 2 приведена структурная схема программы расчета с элементами САПР в дналоговом режиме.

Часть І. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

Глава 1. ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ НАПРАВЛЕННЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА AHTEHH

1.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ. ХАРАКТЕРИСТИКА (ДИАГРАММА) НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

При расчете излученного антенной электромагнитного поля ее удобно рассматривать как состоящую из бесконечного большого числа элементарных источников (излучателей). Благодаря линейности уравнений Максвелла к полям элементарных источников применим принцип суперпозиции, позволяющий найти поле антенны в результате суммирования полей всех составляющих ее элементарных излучателей с учетом амплитуд и фаз возбуждающих их токов. Суммирование полей сводится к их интегрированию по источникам.

Элементарными источниками являются: элементарные электрические вибраторы ЭЭВ в случае проволочных антенн; элементарные магнитные вибраторы (щелевые антенны); бесконечно малые элементы волнового фронта или элементы Гюйгенса (апертурные антенны).

Формула для комплексной амплитуды напряженности электрического поля произвольной реальной антенны Е_m (в дальнейшем точка над буквой и индекс «т» при обозначении комплексных амплитуд будет обычно опускаться) в дальней зоне без учета векторного характера электромагнитного поля имеет вид

 $\dot{E}(\theta, \varphi) = A f(\theta, \varphi) \exp [i\Psi(\theta, \varphi)].$ (1.1)

Злесь А — комплексный множитель, не зависящий от направления на точку наблюдения (в него входит стандартный множи-

тель $\frac{\exp(-ikr)}{r}$, где r — расстояние от фазового центра антен-

ны до точки наблюдения; $k = \omega/c = 2\pi/\lambda = \omega/\varepsilon_0 \mu_0$ — коэффициент фазы или волновое число в свободном пространстве); 0. фкоординаты точки наблюдения (рис. 1.1); |/(0, ф) - амплитудная характеристика направленности; $\Psi(\theta, \phi) - \phi$ азовая характеристика направленности.

Известно, что в случае элементарного электрического вибратора (см. рис. 1.1)

$$E_{\theta} = i \frac{W_c I l}{2r \lambda} \sin \theta \exp \left(-i kr\right), \qquad (1.2)$$

где I — амплитуда тока в вибраторе; I — длина вибратора; $W_c = |E_{\theta}/H_{\phi}| = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a} - xарактеристическое сопротивление волны;$ $в свободном пространстве <math>W_c^0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$ Ом.

Амплитудной характеристикой направленности антенны называется зависимость величины (модуля) напряженности электрического поля, создаваемого антенной в точке наблюдения, от направления на эту точку, характеризуемого углами θ и ϕ сферической системы координат при постоянном расстоянии (r = = const) точки наблюдения от антенны.

Фазовой характеристикой направленности антенны $\Psi(\theta, \phi)$ называется зависимость фазы поля, создаваемого антенной в точке наблюдения, находящейся на поверхности сферы в дальией зоне, от направления на эту точку, характеризуемого углами θ и ϕ .

Множитель $f(\theta, \phi)$ в (1.1) определяет не только величину, но и фазу напряженности поля, так как при переходе функции $f(\theta, \phi)$ через нуль меняется ее знак, что соответствует скачку фазы напряженности поля на 180°. Поэтому амплитудной характеристикой направленности является модуль этой функции $|f(\theta, \phi)|$. В дальнейшем для упрощения записи знак модуля опускается.

В общем случае характеристика направленности является векторной и комплексной величиной.

Выражение $\bar{f}(\theta, \phi) = f(\theta, \phi) \exp [i\Psi(\theta, \phi)]$ называется комплексной характеристикой направленности антенны. Она полностью определяет угловое распределение и фазовые свойства излучаемого электромагнитного поля в дальней зоне антенны. Характернстика направленности антенны определяется размерами и конфигурацией антенны, а также распределением возбуждающего тока (как действительного, так и эквивалентного).

Поскольку как амплитудная, так и фазовая характеристики относятся к дальней зоне, то кратко опишем зоны поля антенны.

Дальняя зона (зона излучения или зона Фраунгофера) характеризуется тем, что направления (лучи), проведенные из любой точки антенны на точку наблюдения, находящуюся в этой зоне, считаются параллельными. При этом возникает ошибка в определении фаз полей, создаваемых в точке наблюдения различными элементами антенны. Эта ошибка оказывается тем меньше, чем больше расстояние от антенны до точки наблюдения по



сравнению с размерами антенны. Расстояние дальней зоны $r_{изл}$ •пределяется из условия $r_{изл} \ge 2R^2/\lambda$, где R — наибольший размер излучающей системы. В этой зоне поле имеет поперечный характер (отсутствуют составляющие векторов **Е и Н в** направлении распространения); в окрестности точки наблюдения поле имеет характер плоской волны; амплитуды полей, излучаемых элементами антенны, убывают обратно пропорционально расстоянию.

При $r_{np} < r_{изл}$ зона излучения плавно переходит в промежуточную зону (зона Френеля), в которой поле имеет более сложный характер. С увеличением размеров антенны промежуточная зона расширяется. В ней угловое распределение составляющих поля зависит от расстояния r, т. е. характеристика направленности аштенны в этой зоне искажается.

На расстояниях меньших, чем промежуточная зона, нахолится ближняя зона поля антенны. Здесь в общем случае присутствуют все компоненты поля; зависимость поля от расстояния имеет сложный характер, вектор Пойнтинга — комплексный и по направлению может не совпадать с радиусом-вектором г.

В антенной технике обычно интересуются характером г. симости напряженности поля от направления на точку наблюдения, а не абсолютной величиной напряженности поля. Поэтому улобно пользоваться нормированной характеристикой направленности $F(\theta, \varphi)$, т. е. отношением напряженности поля, излучаемого антенной в произвольном направлении, к значению напряженности поля в направлении максимального излучения:

$$F(\theta, \varphi) = |E(\theta, \varphi)| / |E_{max}(\theta_0, \varphi_0)| = f(\theta, \varphi) / f_{max}(\theta_0, \varphi_0). \quad (1.3)$$





Максимальная величина $F(\theta, \phi)$ всегда равна единице. Из (1.3) следует

$$|E(\theta, \varphi)| = |E_{max}(\theta_0, \varphi_0)| F(\theta, \varphi).$$
(1.4)

Графическее изображение амплитудной характеристики направленности называют диаграммой направленности (ДН) антенны 1.

Пространственная ДН изображается в виде поверхности $f(\theta, \phi)$ или F(θ, φ), описываемой концом радиуса-вектора, исходящего из начала координат, длина которого в каждом направлении в определенном масштабе равна функции f(0, ф). На рис. 1.2 нзображена пространственная ДН элементарного вибратора (тороид), на рис. 1.3 — ДН более сложной антенны (так называемая игольчатая ДН). На практике обычно используют ДН, изображающие характеристику направленности в каких-либо выбранных плоскостях. В качестве таких плоскостей обычно выбирают две взанмно перпенднкулярные плоскости, проходящие через направление максимального излучения (главные плоскости). Для антенн, излучающих линейно поляризованное поле, главными плескостями называются плоскости, в которых лежит либо вектор Е (плоскость Е), либо вектор Н (плоскость Н).

Диаграммы направленности изображают обычно либо в *по*лярной (рис. 1.4,а — ДН элементарного вибратора в Е-плоскости; рис. 1.4,6 — ДН элементарного вибратора в Н-плоскости), либо в декартовой (прямоугольной) системе координат (рис. 1.5 — ДН реальной антенны). На рис. 1.6 изображена так называемая секторная ДН, которая обеспечивает постоянство напряженности

¹ Часто под ДН подразумевается также характеристика направленности. В дальнейшем в основном используется термии ДН.

16



поля в определенном секторе углов при постоянном расстоянии r точки приема от передатчика. Желательно, чтобы примерно такую ДН имела антениа, предназначенная для обслуживания ралновещанием территории, напоминающей сектор.

На рис. 1.7 изображена косекансная (в вертикальной плоскости) $[I(\Delta) = cosec \Delta]$ ДН, характеризующаяся тем, что в определенном диапазене углев Δ напряженность поля в течке, перемещающейся в горизонтальной плоскости. совпадающей с поверхностью земли или отстоящей от нее на некотором расстоянии (высоте) И, не изменяется. Такие ДН целесообразно использовать, например, для равномерного облучения территорин, обслуживаемой телецентром, а также в наземных и самолетных рапиолоканнонных станциях.

В некоторых случаях применяется картографический метод поображения пространственных (трехмерных) ДН. Он удобен лля изображения многолепестковых (т. е. имеющих много иулей и максимумов) ДН в широком днапазоне углов. Этот метод состоит в том, что строится плоская сетка координат θ, о в какойлибо координатной системе (прямоугольной, полярной и др.) полобно сетке мериднанов и параллелей на географической карте. На этой сетке замкиутыми лишиями изображаются одинаковые значения нормированной характеристики направленности $F(\theta, \phi)$ в том или пном масштабе.

При изображении ДН часто используется логарифмический масштаб, вводимый соотношением в децибелах:

 $F(0, q) = 20 \lg F(0, q).$

В некоторых сличаях пользуются, понятием характеристики (Juarpannel) Hanpes \mathbf{A} and \mathbf{D} \mathbf{C} \mathbf{C} \mathbf{C} \mathbf{C} \mathbf{C} \mathbf{C} \mathbf{C} \mathbf{C} \mathbf{C} бяблиотека 2--6464 17



Функция $F(\theta, \phi)$ для различных углов θ и ϕ проходит через нуль и имеет несколько максимумов, т. е. ДН имеет многолепестковый характер (см. рис. 1.5).

Диаграмму направленности принято численно характеризовать шириной главного лепестка (шириной луча) и относительным уровнем боковых лепестков (УБЛ).

Шириной ДН (шириной луча) называется угол между направлениями, вдоль которых напряженность поля падает до определенного значения. Так, шириной луча по уровню нулевого излучения называют угол $\Delta \theta_0$ между направлениями, вдоль которых напряженность поля падает до нуля (см. рис. 1.5). Шириной луча по половинной мощности называют угол $\Delta \theta_{0,5}$ между направлениями, вдоль которых $|E| = |E_{max}|/\sqrt{2}$ или соответственно среднее значение плотности потока мощности $\Pi = \Pi_{max}/2$.

Наибольший лепесток, максимум которого соответствует направлению максимального излучения, называют главным, меньшие лепестки — боковыми (лепестки, находящиеся в задних квадрантах, т. е. в диапазоне углов $90^{\circ} \leqslant \theta \leqslant 180^{\circ}$ и $180^{\circ} \leqslant \theta \leqslant 270^{\circ}$, часто называют задними).

Относительный УБЛ (ξ_N) есть отношение напряженности поля в направлении максимума данного лепестка ($E_{N max}$) к напряженности поля в направлении главного максимума (E_{max}), т. е.

 $\xi_{N} = |E_{N max}| / |E_{max}| = F_{N}(\theta, \phi), \qquad (1.5)$

или в децибелах $\xi_N^{AB} = 20 \lg F_N(\theta, \varphi)$, где $N = 1, 2, 3, \ldots$ номер бокового лепестка (для главного лепестка N = 0).

Обычно стремятся к подавлению боковых лепестков, т. е. к тому, чтобы величина ξ_N была мала. В большинстве случаев интересуются амплитудными характеристиками направленности (слово «амплитудная» в дальнейшем опускается). Фазовые характеристики направленности используют в раднолокации, раднонавигации и в некоторых других случаях.

Если фаза излучаемого антенной поля не зависит от направления на точку наблюдения и изменяется на обратную только при переходе функции $f(\theta, \phi)$ или $F(\theta, \phi)$ через нуль [см., например, (1.2)], т. е. при переходе от одного лепестка ДН к другому, то такая антенна является источником сферических волн,

о чем свидетельствует множитель $[\exp(-ikr)]/r$. Эти волны исходят как бы из одной точки, называемой фазовым центром антенны. Эта точка расположена в начале выбранной системы координат, и поэтому фазовая характеристика зависит от положения начала координат. Однако не все реальные антенны обладают фазовым центром, т. е. излучают сферические волны. Для них обычно можно подобрать сферу, наилучшим образом аппроксимирующую фронт волны (обычно в пределах главного лепестка). Центр этой сферы называют центром излучения антенны.

Графическое изображение фазовой характеристики называется фазовой ДН. В качестве примера на рис. 1.8 изображена фазовая ДН элементарного вибратора.

Отличие реальных ДН антенн от расчетных происходит из-за неточностей в расположении элементов антенны, ошибок при выполнении излучающих поверхностей и других погрешностей. Диаграмма направленности меняется от одного образца антенны данного типа к другому, а в ряде случаев может изменяться и во времени (из-за деформаций, вызванных ветром, изменением температуры и т. п.). Поэтому иногда вводится понятие о средней (медианной) ДН, которая определяется типом антенны и гехиологией производства (допуски, способы обработки и т. д.).

1.2. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ (КНД), КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ АНТЕННЫ (КУ) И ПАРАМЕТРЫ, СВЯЗАННЫЕ С КНД

Коэффициент направленного действия (КНД) характеризует способность антенны концентрировать излученное электромагнитное поле в каком-либо определенном направлении. Это понятие было введено в 1929 г. А. А. Пистолькорсом. Коэффициентом направленного действия называется отношение среднего значения за период высокой частоты плотности потока мощности (среднее значение вектора Пойнтинга), излучаемого антенной в данном направлении (θ_1 , φ_1), к усредненному по всем направлениям значению плотности потока мощности Π_{ycp} :

 $D = \Pi(\theta_1, \varphi_1) / \Pi_{\text{ycp.}}$ (1.6)

Злесь $\Pi(\theta_1, \phi_1) = |E(\theta_1, \phi_1)|^2 / 2W_c^0$, где |E| — амплитудное значение напряженности электрического поля в направлении, характеризуемом углами θ_1 , ϕ_1 .

Таким образом, при определении КНД данная антенна сравнивается с воображаемой абсолютно ненаправленной (изотропной) антенной, излучающей ту же мощность, что и данная.

Очевидно, что

$$\Pi_{\rm ycp} = P_{\Sigma} / 4\pi r^2, \tag{1.7}$$

где P_{Σ} — мощность излучения; r — раднус воображаемой сферы, охватывающей антенну (рис. 1.9), причем величина r должна быть такой, чтобы поверхность сферы находилась в дальней зоне поля антенны.

Мощность, проходящая через бесконечно малый элемент поверхности сферы $dS = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$,

$$dP_{\Sigma} = \Pi(\theta, \varphi) dS = \frac{|E_{max}|^2}{2W_c} F^2(\theta, \varphi) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi,$$

где E_{max} — амплитудное значение напряженности электрического поля в направлении максимального излучения.

Следовательно,

$$P_{\Sigma} = \int_{S} \Pi\left(\theta, \varphi\right) dS = \frac{|E_{max}|^2 r^2}{2W_c^0} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} F^2\left(\theta, \varphi\right) \sin\theta d\theta d\varphi.$$
(1.8)

Данный метод определения P₂ называется методом вектора Пойнтинга.

Подставляя (1.8) в (1.7), имеем

$$\Pi_{\text{ycp}} = \frac{|E_{max}|^2}{8\pi W_c^0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi.$$
(1.9)

Плотность потока мощности в заданном направлении

$$\Pi(\theta_1, \ \mathbf{\varphi}_1) = |E_{max}|^2 F^2(\theta_1, \ \mathbf{\varphi}_1) / 2 W_c^0.$$
(1.10)

Подставляя (1.9) и (1.10) в (1.6), получаем

$$D = \frac{4\pi F^2(\theta_1, \varphi_1)}{\int\limits_{0}^{2\pi} \int\limits_{0}^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}.$$
 (1.11)

В дальнейшем будем определять КНД в направлении максимального излучения [$F^2(0_1, \varphi_1) = 1$]. Имея в виду, что $\sin \theta d\theta d\varphi = = d\Omega -$ элемент телесного угла,

$$D = 4\pi / \int_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega.$$
(1.12)

Если ДН обладает осевой симметрией, т. е. не зависит от азимутального угла φ , то из (1.12) получаем

$$D = 2 / \int_{0}^{\pi} F^{2}(\theta) \sin \theta d\theta.$$
(1.13)



Учитывая, что $\Pi(\theta_1, \phi_1) = E^2(\theta_1, \phi_1)/2W_c^0$, и подставляя в (1.6) выражение (1.7), получаем формулу для КНД в другом виде:

$$D = \frac{|F(\theta_1, \varphi_1)|^2 2\pi r^2}{W_c P_{\Sigma}}$$

или для свободного пространства ($W_c^0 = 120\pi$ Ом) в направлении максимального излучения

$$D = r^2 E^2_{max} / 60 P_{\Sigma}. \tag{1.14}$$

Если в эту формулу подставить вместо E^2_{max} выражение (1.2) в квадрате (без фазовых множителей) и учесть, что $P_{\Sigma} = l^2 R_{\Sigma}/2$, где R_{Σ} — сопротивление излучения элементарного электрического вибратора, то получим КНД элементарного вибратора D=1,5.

Аналитическое решение выражений (1.11) и (1.13) может быть получено только для простых характеристик направлениеети. Поэтому обычно КНД рассчитывается методом графического интегрирования или на ЭВМ.

Коэффициент направленного действия тем больше, чем у́же главный лепесток пространственной ДН и чем меньше УБЛ. Коэффициент направленного действия можно выразить с помонью еще одного параметра, называемого действующей длиной или действующей высотой антенны $(l_{\rm A}, h_{\rm A})$. Этот параметр иногда используют при анализе приемных антени, а также проволочных длинноволновых и средневолновых антени и антеннмачт. В случае линейной антенны ток по ее длине распределен неравномерно (см. § 2.1). Однако данную реальную антенну (рис. 1.10,*a*) можно заменить воображаемым вибратором длиной $l_{\rm A}$ (действующая длина) с равномерным распределеннем тока (рис. 1.10,*b*), создающим в направлении максимального излучения поле, равное полю данной антенны в главном направлении. При этом ток в точке питания реальной антенны считается равным току, текущему по воображаемому вибратору. По аналогии с (1.2) (вибратор с равномерным распределением тока) напряженность поля реальной антенны в главном направлении можно представить в виде

$$|E_{max}| = 60\pi I_0 l_{\mu} / r\lambda, \qquad (1.15)$$

где I_0 — амплитуда тока в точках питания антенны; $60\pi = W_c^0/2$. Подставив (1.15) в (1.3), получим выражение для величины напряженности поля любой вибраторной антенны в произвольном направлении:

$$|E(\theta, \varphi)| = \frac{60\pi I_0 l_{\pi}}{r\lambda} F(\theta, \varphi).$$
(1.16)

В общем виде с учетом фазовой характеристики направленности на основании (1.1) и (1.16) можно записать

$$E(\theta, \varphi) = -\frac{60\pi I_0 I_n}{r\lambda} \widetilde{F}(\theta, \varphi), \qquad (1.17)$$

где $F(\theta, \phi) = F(\theta, \phi) \exp [i\Psi(\theta, \psi)].$

Подставляя в (1.14) вместо E_{max} выражение (1.15) и учитывая, что $P_{\Sigma} = I_0^2 R_{\Sigma 0}$ ($R_{\Sigma 0}$ — сопротивление излучения антенны, отнесенное к току в точках питания; I_0 — ток в точках питания антенны), получаем

$$D = \frac{120}{R_{\Sigma_0}} (\pi/\lambda)^2 l_{\perp}^2; \ l_{\perp} = (\lambda/\pi) \sqrt{DR_{\Sigma_0}/120}.$$
(1.18)

Формально параметром «действующая длина» можно пользоваться в случае любей антенны (линейной, апертурной или какой-либе другой), так как этот параметр выражается через КНД, а последний определяется только характеристикой направленности.

Көэффициент направленного действия не учитывает потерь подводимой энергин в проводниках антенны, в изоляторах, в окружающих антениу предметах и в земле. В связи с этим вводится параметр, учитывающий эти потери, называемый коэффициентом усиления (КУ) антенны, равный отношению среднего значения плотности потока мощности, излучаемой антенной в данном направлении [$\Pi(\theta_1, \varphi_1)$], к среднему значению плотности потока мощности, создаваемого воображаемым абсолютно ненаправленным излучателем ($\Pi_{\rm H}$). При этом предполагается, что точка наблюдения находится на одинаковом расстоянии от обеих антенн; мошности, подводимые к той и другой антеннам, равны и КПД ненаправленной антенны равен единице. Таким образом, КУ

$$G = \Pi \left(\theta_1, \varphi_1 \right) / \Pi_{\text{B}}. \tag{1.19}$$

Отличие КУ от КНД состоит в том, что при определении КУ исходят из равенства мощностей, подводимых к исследуемой и эталонной (ненаправленной) антеннам P_0 , а не из равенства мощностей излучения P_{Σ} этих антенн.

Умножим и разделим правую часть (1.19) на Пуср. Тогда

$$[\Pi(\theta_1, \varphi_1)/\Pi_{ycp}] (\Pi_{ycp}/\Pi_H),$$

где $\Pi_{ycp}/\Pi_{H} = \eta^{*} - K\Pi Д$ антенны. Параметры *D*, *G* и η связаны соотношением

 $G=D\eta. \tag{1.20}$

Коэффициент усиления показывает, во сколько раз следует уменьшить мощность, подводимую к направленной антенне, по сравнению с абсолютно ненаправленной (изотропной), КПД которой считается равным единице, чтобы среднее значение плотности потока мощности в точке наблюдения оставалось неизменным.

Решая уравнение (1.4) относительно E_{max} и учитывая, что $D=G/\eta$, получаем

$$|E_{max}| = \sqrt{60P_{\mathfrak{s}}G}/r \sqrt{\eta} = \sqrt{60P_{\mathfrak{s}}G}/r.$$
(1.21)

1.3. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН. ТУРНИКЕТНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ

Направление векторов Е и Н излучаемого антенной поля определяется *плоскостью поляризации*, т. е. плоскостью, прохолящей через направление распространения волны (вектор Пойнтинга) и вектор напряженности электрического поля.

В общем случае за один период высокой частоты плоскость поляризации делает полный оборот вокруг направления распространения. Такое поле называют вращающимся. За это время конец вектора Е описывает замкнутую кривую (эллипс), лежащую в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, и называемую поляризационным эллипсом. Это — эллиптическая поляризация электромагнитного поля.

Частными видами эллиптической поляризации являются: линейная поляризация — конец вектора Е лежит на прямой линии; круговая поляризация — конец вектора Е за один период высокой частоты описывает окружность.

Существуют антенны, рассчитанные на излучение (прием) поля круговой поляризации. Многие антенны (симметричный вибратор и другие) излучают во всех направлениях линейно поляризованные волны. Однако имеются антенны, которые либо из-за

* Так как E^2_{ycp} пропорционально мощности, излучаемой антенной P_{Σ} , а E^2_{μ} пропорционально подводимой мощности P_0 , то $E^2_{ycp}/E^2_{\mu} = P_{\Sigma}/P_0 = \eta - K\Pi Д$ антенны.

ление вращения плоскости поляризации называется левым. Вектор Е всегда вращается в сторону составляющей поля, отстающей по фазе.

Среднее значение вектора Пойнтинга в произвольном направлении эллиптически поляризованной волны

$$\Pi(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathsf{EH}^*], \qquad (1.23)$$

где в общем случае

$$\begin{split} \dot{\mathbf{E}} &= \mathbf{\theta}_{0} \dot{E}_{0} + \mathbf{\phi}_{0} \dot{E}_{\varphi} \\ \dot{\mathbf{H}} &= \mathbf{\theta}_{0} \dot{H}_{0} + \mathbf{\phi}_{0} \dot{H}_{\varphi} \end{split}$$
 (1.24)

Здесь Е, Н, \vec{E}_{θ} , \vec{E}_{φ} и \vec{H}_{θ} , \vec{H}_{φ} — комплексные амплитуды.

В дальней зоне имеется только радиальная составляющая вектора Пойнтинга, векторы Е и Н взаимно перпендикулярны, синфазны и отношение $|E/H| = W_c^0 = 120\pi$. Подставляя в (1.23) вместо Е и Н выражения (1.24), учитывая, что знак * обозначает комплексно-сопряженное значение, и используя формулу для векторного произведения в сферической системе координат, получаем

$$\Pi(\theta, \varphi) = E_{\theta^2}/240\pi + E_{\varphi^2}/240\pi = \Pi_{\theta}(\theta, \varphi) + \Pi_{\varphi}(\theta, \varphi).$$
(1.25)

Здесь $\Pi_{\theta}(\theta, \varphi)$ и $\Pi_{\varphi}(\theta, \varphi)$ — средние значения плотности потока мощности, переносимого ортогональными составляющими поля E_{θ} и E_{φ} . Эти составляющие можно представить в виде E_{θ} = $= E_{\theta max}F_{\theta}(\theta, \varphi)$; E_{φ} = $E_{\phi max}F_{\varphi}(\theta, \varphi)$, где $E_{\theta max}$ и $E_{\varphi max}$ —максимальные значения ортогональных составляющих поля; $F_{\theta}(\theta, \varphi)$ и $F_{\varphi}(\theta, \varphi)$ — пространственные парциальные характеристики (диаграммы) направленности для ортогональных компонентов поля, которые обычно характеризуют направленные свойства антенн с эллиптической поляризацией. Соответственно парциальные характеристики направленности по мощности $F_{\theta}^2(\theta, \varphi)$ и $F_{\varphi}^2(\theta, \varphi)$. Выражение (1.25) показывает, что плотиость потока мощности эллиптически поляризованной волны в любом направлении определяется суммой плотностей потоков мощностей ортогональных составляющих поля.

В соответствии с (1.6) под КНД антенны с эллиптической поляризацией поля при полном поляризационном приеме будем подразумевать величину $D = D_{\theta}(\theta, \varphi) + D_{q}(\theta, \varphi)$, где $D_{\theta}(\theta, \varphi) = \Pi_{\theta}(\theta, \varphi) / \Pi_{yep}$; $D_{q}(\theta, \varphi) = \Pi_{q}(\theta, \varphi) / \Pi_{yep} - парциальные КНД для каждей из ортогональных составляющих поля; <math>\Pi_{yep} - yeped$ ненное по всем направлениям значение плотности потока мощности полного поля: $\Pi_{yep} = P_{\Sigma}/4\pi r^2 = (P_{\Sigma\theta} + P_{\Sigma\varphi})/4\pi r^2$. Здесь $P_{\Sigma} -$ полная мощность излучения; $P_{\Sigma\varphi} -$ мощности излучения, соответствующие ортогональным компонентам поля.

В качестве примера простейшей антенны, создающей вращающееся поле, рассмотрим два линейных излучателя (для простоты считаем их элементарными), расположенных крестообразно и питаемых токами равной амплитуды, но слвинутых по фазе на 90° [$I_1 = I_2 \exp(i\pi/2)$]. Такой излучатель часто называют турникетным.

В меридиональной по отношению к обоим вибраторам плоскости уог (см. рис. 1.11) они создают поля одной поляризации, причем векторы $E_{\theta 1}$ и $E_{\theta 2}$ лежат на одной и той же линии.

Вектор напряженности результирующего поля изменяется в течение периода. Таким образом, данная система вибраторов в плоскости расположения самих вибраторов создает линейно поляризованное поле. Напряженности полей, создаваемых вибраторами в данной точке,

$$E_{\theta_1} = i \frac{60\pi ll}{r\lambda} \sin \theta \exp(-i \pi/2) \exp(-i kr);$$

$$E_{\theta_2} = i \frac{60\pi ll}{r\lambda} \cos \theta \exp(-i kr),$$

где $I = I_1 = I_2$ — амплитуда тока в вибраторах; l = длина вибратора; $\theta =$ угол между осью первого вибратора и направлением на точку наблюдения.

Результирующая напряженность поля, создаваемого обонми вибраторами в точке P, $E = E_{01} + E_{02}$.

Подставляя вместо $E_{\theta 1}$ и $E_{\theta 2}$ их значения и производя несложные преобразования, получаем

$$E = i \frac{60\pi l l}{\pi \lambda} \exp(-i \theta) \exp(-i kr).$$

Из данной формулы видно, что амплитуда результирующего поля в точке, находящейся в плоскости $y\partial z$, не зависит от направления на эту точку, т. е. амплитудная ДН данной системы в плоскости расположения вибраторов представляет собой окружность. Фаза результирующего поля в точке P зависит от направления на эту точку, т. е. от угла θ , и фазовая характеристика направленности определяется выражением $\Psi(\theta) = \theta$.

Таким образом, данная система не имеет фазового центра. Фазовая ДН такой антенны в прямоугольной системе координат представляет собой прямую линию, наклоненную под углом 45° к осям координат.

В точке *N*, лежащей на нормали (эсь *x*) к плоскости расположения двух вибраторов, первый создает вектор напряженности электрического поля $\mathcal{L}_{\theta 1}$, а второй— $E_{q,2}$, находящиеся в плоскости, перпендикулярной оси *x*. Эти векторы равны по амплитуде, сдвинуты по фазе друг относительно друга на 90° и взаимно перпендикулярны. Таким образом, в направлении нормали к плоскости вибраторов (*y*0*z*) имеет место круговая поляризация поля.

В точке Q, лежащей в плоскости $xOy(9 = \pi/2)$, имеются взаимно перпендикулярные векторы E_{9} и E_{φ_3} , сдвинутые по фазе на $\pi/2$, но не равные по амплитуде $(E_{9} = E_{max}; E_{\varphi_3} = E_{max} \cos \varphi)$.

В данном случае результирующее поле имеет эллиптическую поляризацию. Коэффициент равномерности поляризационного эллипса $t=b/a=E_{max}\times \cos \varphi/E_{max}=\cos \varphi$.

В любой точке, принадлежащей плоскости x0z (кроме точек на осях x и z), результирующее поле также имеет эллиптическую поляризацию, приближающуюся к линейной по мере приближения к оси z и к круговой по мере приближения к оси x.

Полученные результаты можно распространить и на систему, состоящую из двух полуволновых вибраторов (см. § 2.1). Системы, аналогичные рассмотренной, широко применяются. На дециметровых и сантиметровых волнах их используют в качестве облучателей параболических зеркал для получения вращающегося поля с круговой поляризацией в направлении оси зеркала, а также для возбуждения в волноводах вращающегося поля.

На метровых волнах система скрещенных вибраторов часто применяется в качестве основного элемента передающей телевизионной антенны для получеиия ненаправленного излучения в горизонтальной плоскости.

Глава 2. СИММЕТРИЧНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВИБРАТОР В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

2.1. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗАКОНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА И ЗАРЯДА ПО ВИБРАТОРУ

Симметричные вибраторы, состоящие из двух одинаковых по размерам и форме проводников, между которыми включается генератор высокой частоты (часто эти проводники называют плечами), начали широко применяться уже в первой половине 20-х годов в связи с возникновением и развитием радиосвязи на коротких волнах. В настоящее время симметричный вибратор как самостоятельную антенну используют на коротких (декаметровых), метровых и дециметровых волнах. В этих же диапазонах широко применяют сложные антенны, состоящие из ряда симметричных вибраторов. Симметричные вибраторы используют также в сантиметровом днапазоне воли в качестве элементов сложных систем (например, облучатели зеркальных антенн).

ных систем (папример, облучители осригивания ратор, представляю-Рассмотрим линейный симметричный вибратор, представляющий собой тонкий цилиндрический проводник длиной 2! и ралиусом а (рис. 2.1), находящийся в свободном пространстве. Генератор к вибратору можно присоединять различными способами, в частности с помощью симметричной двухпроводной линиц.



До разработки строгой теории симметричного вибратора, которая появилась в конце 30-х — начале 40-х годов. при расчете поля вибратора применялся приближенный метод. В его основе лежит предположение о синусоидальном распределении тока по вибратору (закон стоячей волны), связанное с некоторой внешней аналогией между симметричным вибратором и двухпроводной, разомкнутой на конце длинной линией без потерь (предположение о синусоидальном распределении тока делалось и при расчете поля длинноволновых проволочных антенн, появившихся в самом начале возникновения радиосвязи). Действительно, от двухпроводной линии можно перейти к симметричному вибратору, если провода линии развернуть под углом 180° друг к другу.

Полагают, что при таком переходе закон распределения тока не нарушается, т. е.

$$I_z = I_{\rm II} \sin k (l - |z|),$$
 (2.1)

где I_n — амплитуда тока в пучности тока вибратора (в общем случае — это величина комплексная: $I_n == I_n \exp(i\psi)$; $l == д_n Ha$ одного плеча вибратора, при этом зазором между плечами вибратора пренебрегают; z — расстояние от начала координат (середина вибратора) до произвольной точки на поверхности вибратора (текущая координата); $k == 2\pi / \lambda - -$ коэффициент фазы тока, текущего по вибратору (полагают, что длина волны в Бибраторе равна длине волны в свободном пространстве, т. е. фазовая скорость этой волны равна скорости света). Как видно из (2.1), распределение тока не зависит от толщины вибратора.

В действительности, хотя длинная линия и вибратор являются колебательными системами с распределенными параметрами, они существенно различаются. Во-первых, распределенные параметры линии L_1 , C_1 не изменяются по длине линии, распрелеленные параметры вибратора непостоянны по его длина. Вовторых, линия предназначена для передачи электромагнитных воли к антение или к какой-либо другой нагрузке и является практически не излучающей системой; в разомкнутой линии без вотерь ток изменяется по закону стоячей волны [см. формулу (2.1)]. В вибраторе, выполненном даже из идеального проводника, существуют потери (полезные) на излучение, и ток в нем, строго говоря, не может быть распределен по закону (2.1). В частности, в узлах ток не обращается в нуль.

Однако расчет поля симметричного вибратора в дальней зоне (т. е. характеристик направленности) по формулам, полученным исходя из синусоидального распределения тока, дает достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными для тонких вибраторов, длина которых $l/\lambda < 0,5$, и широко используется в настоящее время.

Попытка использовать даннее распределение тока для расчета входного сопротивления антенны (т. е. при расчетах, связанных с ближним полем антенны) в ряде случаев приводит к неверным результатам. Например, в случае вибратора, у которого $l/\lambda = 0,5$ (см. рис. 2.3), $Z_{\text{вх}} = U_0/I_0$ (здесь U_0 — напряжение на зажимах вибратора и I_0 — ток в точках питания) оказывается равным бесконечности ($I_0 = 0$). В действительности же $Z_{\text{вх}}$ всегда имеет конечную величину. Как будет видно из § 2.5, пользоваться синусоидальным распределением тока при расчете входного сопротивления можно только для коротких вибраторов ($l/\lambda < 0,3$). При этом расчет тем точнее, чем тоньше вибратор. При увеличении толщины вибратора (начиная примерно с $a/\lambda \ge$ $\ge 0,02$, т. е. $ka \ge 0,1$) расчет ДН, основанный на синусоидальном распределении тока, приводит к неточиостям тем большим, чем ллинее вибратор.

При известном законе распределения тока по вибратору легко установить приближенный закон распределения заряда, воспользовавшись законом сохранения заряда. Учитывая, что ток в тонком вибраторе имеет только продольную составляющую и заряды существуют только на поверхности проводника, это уравнение можно записать в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{z}_0 I_z = dI_z / dz = \mathrm{i} \omega \tau_z. \tag{2.2}$$

Здесь **z**₀ — единичный вектор, направленный по оси вибратора; $I_3 = 2\pi a J_2$ — амплитуда тока в сечении z вибратора; J_2 — поверхностная плотность тока, A/M; *a* — радиус провода, M; τ_2 — поверхностный заряд, приходящийся на единицу длины вибратора. Решение (2.2) относительно τ_2 дает (без учета фазы)

$$\tau_{z} = \tau_{\pi} \cos k \left(l - |z| \right), \tag{2.3}$$

где τ_n — амплитуда заряда в его пучности. Этот закон распределения заряда вдоль симметричного вибратора совпадает с законом распределения потенциала (напряжения) в разомкнутой на конце длинной линии без потерь. Распределение заряда важно для определения предельной мощности, которую можно подвести к вибратору.

В теории антенн понятием напряжения следует пользоваться с большой осторожностью, так как поле антенны является вих-

ревым. Поле можно полагать потенциальным только вблизи точек питания либо между двумя близко расположенными точками на проводе. В общем случае результат измерения напряжения между двумя точками антенны зависит от расположения соединительных проводников прибора (рис. 2.2), так как последние играют роль приемных антенн.

Понятием напряжения применительно к антенне можно пользоваться, если расстояние между точками измерения мало по сравнению с длипой волны. Это справедливо при измерении напряжения между зажимами антенны (точки присоединения ге-



нератора или фидера), а также в случае длинноволновых антенн.

На рис. 2.3 приведены кривые распределения амплитуд тока и заряда на вибраторах разной длины, рассчитанные по формулам (2.1) и (2.3). Из этих кривых видно, что на концах вибратора всегда устанавливаются узлы (нули) тока и пучности заряда; ток и заряд в каждой точке вибратора сдвинуты между собой по фазе (во времени) на 90°; фаза тока и заряда меняется вдоль вибратора скачками на 180° при переходе через нуль. В действительности ток в узлах не равен нулю; фаза тока не изменяется скачком на 180°, а меняется плавно. На рис. 2.4 показаны кривые распределения тока на вибраторе длиной $l/\lambda =$ =0,625 и с относительным радиусом $a/\lambda \approx 0,08$ (ka=0,5), одна из которых рассчитана по формуле (2.1), а вторая — более точным методом (см. § 2.2).

По аналогии с волновым сопротивлением длинной линии вволится понятие волнового сопротивления симметричного вибратора. Как известно, волновое сопротивление двухпроводной линии без потерь $W = \gamma \overline{L_1} C_1$, где L_1 — распределенная индуктивность линий (индуктивность, приходящаяся на единицу длины линии), $\Gamma/м$; C_1 — распределенная емкость линии, Φ/M . Так как $1/\gamma L_1 C_1 = c$, где c — скорость света, м/с, то

$$W = 1/cC_1. \tag{2.4}$$

Волновое сопротивление двухпроводной линии связано с естеометрическими размерами соотношением

$$W = 276 \lg (D/a),$$
 (2.5)

1C

Рис. 2.4



тде *D* — расстояние между центрами проводов линии; *a* — радиус провода.

Волновое сопротивление симметричного вибратора (а также других линейных антенн, т. е. антенн, длина которых значительно превосходит размеры поперечного сечения) рассчитывают по (2.4). Однако распределенная емкость по длине вибратора непостоянна. Поэтому в данном случае C_1 — усредненная величина, равная отношению полной статической емкости антенны к се длине. Одним из наиболее распространенных приближенных методов расчета полной статической емкости является метод Хоу или метод усредненных потенциалов [1].

Волновое сопротивление симметричного вибратора из провода цилиндрической формы, определенное по методу Хоу,

$$W_a = 120 \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right). \tag{2.6}$$

Расчет волнового сопротивления вибратора методом Хоу дает приемлемую точность для вибраторов, коротких по сравнению с длиной волны. Точность этого метода снижается по мере удлинения вибратора.

2.2. ЗАДАЧА ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ТОНКОГО СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА В СТРОГОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПОСТАНОВКЕ

В § В.4 были сформулированы условия, при которых задача анализа (т. е. определение электромагнитного поля в любой точке окружающего антенну пространства), если задана приложенная к антенне ЭДС (стороиняя ЭДС), может быть решена строго. Применительно к симметричному вибратору было предложено несколько методов (которые только условно можно назвать строгими) решения этой задачи. Из-за своей сложности большинство этих методов не получило распространения.

В настоящее время находит практическое применение решение задачи об излучении тонкого цилиндрического вибратора $(a/\lambda \leq 3,02)$, предложенное в конце 30-x — начале 40-x годов Халленом (Hallen) и независимо от него советскими учеными 32

Леонтовичем и Левиным. Такие вибраторы в основном применяют на декаметровых и более длинных волнах. Вкратце это решение состоит в следующем. Под действием напряжения генератора, приложенного к зажимам вибратора (стороннее напряжение), на его поверхности (предполагается, что вибратор идеально проводящий) возникает продольный поверхностный ток $I_{z}(z) = 2\pi a J_{z}$. Предполагается, что этот ток течет по бесконечно тонкой нити, совпадаюшей с осью вибратора, проходящей через возбуждающий зазор (рис. 2.5,а), и обращается в нуль на концах вибратора. Так как вибратор весьма тонкий ($a \ll l$, $a \ll \lambda$),



то торцевыми токами пренебрегают. Между плечами вибратора в зазоре Δ имеется стороннее электрическое поле (папряженность поля $E_z^{c\tau}$), вызванное приложенным к точкам питания вибратора сторонним напряжением U. Этому полю соответствует кольцевой магнитный ток (рис. 2.5,6). Излучение, создаваемое этим током, не учитывают, так как $a \ll l$ и путь магнитного тока во много раз меньше пути, по которому течет продольный ток I_z . Кроме того, кольцевой ток излучает много меньше, чем линейный ток такой же длины.

Напряженность электрического поля, создаваемого текущим по вибратору током, может быть определена по известной из электродинамики формуле

$$E = -i \omega \mu_a A^{\mathfrak{s}} - \frac{i}{\omega \epsilon_a} \operatorname{grad} \operatorname{div} A^{\mathfrak{s}}.$$
(2.7)

Здесь А³ — запаздывающий вектор-потенциал электрического тока.

В данном случае существует только одна составляющая вектора A (индекс «э» опускаем), так как имеется лишь продольная составляющая электрического тока $I_z(z)$. При этих условиях (2.7) для тангенциальной по отношению к вибратору составляющей электрического поля E_z можно привести к виду

$$E_{z} = -i \omega \mu_{a} A_{z} - \frac{i}{\omega \epsilon_{a}} \frac{d^{2} A_{z}}{dz^{2}}.$$
(2.8)

33

3-6464

Уравнение для вектор-потенциала A_z на поверхности вибратора (включая возбуждающий зазор шириной Δ) можно записать в виде

$$\frac{1}{\mathbf{i}\omega\epsilon_a}\left(k^2A_z + \frac{d^2A_z}{dz^2}\right) = \begin{cases} 0 \operatorname{npn} |z| \ge \Delta/2, \\ E_{\Delta}(z) \operatorname{npn} |z| \le \Delta/2. \end{cases}$$
(2.9)

Здесь $k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ — коэффициент фазы в среде, окружающей вибратор.

Левая часть равенства (2.9) представляет собой тангенциальную к поверхности вибратора составляющую электрического поля E_z , создаваемого током I_z . На поверхности вибратора $E_z = 0$ (идеальный проводник); в зазоре E_z равна некоторой величине, которую обозначаем $E_{\Delta}(z)$. При $\Delta \ll \lambda E_{\Delta}(z)$ можно принять постоянной и равной E_{Δ} .

На основании закона Кирхгофа о равенстве нулю суммы напряжений в любом замкнутом контуре электрической цепи (см. рис. 2.5)

$$U = -E_{\Delta}\Delta, \tag{2.10}$$

где U — напряжение на зажимах генератора (источник сторонней ЭДС), питающего вибратор (внутреннее сопротивление генератора считается равным нулю); $E_{\Delta}\Delta - ЭДС$ (напряжение), наводимое в зазоре током, текущим по вибратору.

При условии (2.10) решение уравнения (2.9) для симметричного вибратора может быть получено в виде (подробнее решение приводится, например, в [2, 3])

$$A_{z}(z) = C_{1} \cos kz - i \frac{U}{2W_{c}} \sin k | z | , \qquad (2.11)$$

где C₁ — произвольная постоянная, определяемая из граничных условий для тока на концах вибратора.

С другой стороны, вектор-потенциал на поверхности вибратора можно выразить через распределение текущего по вибратору тока:

$$A_{z}(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{1} I_{z}(z') \frac{\exp(-i kr_{11})}{r_{11}} dz'.$$
(2.12)

Здесь z — текущая координата (начало отсчета в центре вибратора) точки наблюдения, находящейся на поверхности вибратора (см. рис. 2.5); z' — координата точки интегрирования (точки источника); $r_1 = \sqrt{(z-z')^2 + e^2}$ — расстояние между точкой определения вектор-потенциала (точкой наблюдения) и элементом тока (точкой интегрирования).

Приравнивая правые части (2.12) и (2.11), получаем интегральное уравнение Халлена (интегральное уравнение вибратора) для симметричного вибратора:

$$\int_{-l}^{l} I_{z}(z') \frac{\exp(-i kr_{1})}{r_{1}} dz' = C \cos kz - i \frac{2\pi U}{W_{c}} \sin(k | z|).$$
(2.13)

Здесь С=4лС1-произвольная постоянная.

Строгое решение данного уравнения в аналитическом виде неизвестно. Существует ряд методов приближенного решения этого уравнения. В настоящее время нанбольшее применение находят численные решения уравнения Халлена методом моментов.

Согласно этому методу функцию распределения тока $I_2(z')$ в (2.13) можно представить в виде разложения в ряд по системе функций $j_n(z')$, т. е.

$$I_{z}(z') = \sum_{n=1}^{N} I_{n\bar{l}n}(z'), \qquad (2.14)$$

где I_n — неизвестные весовые комплексные коэффициенты, подлежащие определению. Функции $f_n(z')$ называют базисными; они должны быть линейно независимыми.

Наиболее целесообразно в качестве базненых выбирать степенные полиномы или кусочно-синусоидальные функции. Представим искомый ток в виде суммы степенных полиномов:

$$I(\mathbf{z'}) = \sum_{n=1}^{N} I_n (1 - |\mathbf{z'}|^{-1})^n.$$
(2.15)

Если длина вибратора Ці. ≤0,625, достаточно брать N=2 ... 3. Возьмем N=2, тогда

$$I(z') \approx I_1(1 - |z'|/l) + I_2(1 - |z'|/l)^2.$$
(2.16)

Рассмотрим приближенный метод решения уравнения (2.16), иазываемый методом сшивания в точках. После подстановки выражения (2.16) в (2.13) получаем

$$I_{1} \int_{-l}^{l} (1 - |z'| - l) \frac{\exp(-i kr_{1})}{r_{1}} dz' + I_{2} \int_{-l}^{l} (1 - |z'| / l)^{2} \frac{\exp(-i kr_{1})}{r_{1}} dz' =$$

= $C \cos kz - i \frac{2\pi U}{W_{c}} \sin k |z|$ (2.17)

Для упрощения интегрирования интервал -l < z < l разбивается на отдельные отрезки, но при этом уравнение (2.13) удовлетворяется только в отдельных точках вибратора. Выбирать координаты точек разбиения z_p удобно по правилу $z_p = (p-1)l/N$, где p=1, 2, ..., N < 1. При $l/\lambda \leq 0.625$ обычно полагают $z_l = l/2$ и $z_2 = l$. Постоянная С может быть определена, если положить z' = 0. Тогда 3⁴

(2.13) представляется в виде системы из двух линейных алгебранческих уравнений относительно неизвестных коэффициентов I_1 и I_2 :

$$l_{1} \int_{-l}^{l} (1 - |z'| /l) K(l/2, z', a) dz' + l_{2} \int_{-l}^{l} (1 - |z'| /l)^{2} K(l/2, z', a) dz' = -\frac{2\pi U}{W_{c}} \sin kl;$$

$$l_{1} \int_{-l}^{l} (1 - |z'| /l) K(l, z', a) dz' + l_{2} \int_{-l}^{l} (1 - |z'| /l)^{2} K(l/2, z', a) dz' = -i \frac{2\pi t'}{W_{c}} \sin kl. \qquad (2.18)$$

Здесь $K(z, z', a) = \frac{\exp(-i kr_1)}{r_1} - \cos kz \frac{\exp(-i kr_0)}{r_0}$, где $r_0 = \sqrt{(z')^2 + a^2}$.

Коэффициенты I_1 и I_2 определяются численным интегрированием, после чего распределение тока по вибратору находится по формуле (2.16). При этом оказывается, что функция распределения тока I(z) зависит от толщины вибратора и содержит минмую и действительную части, причем последняя связана с излучением вибратора. Графики распределения тока, полученные расчетами по (2.16), достаточно хорошо совпадают с экспериментальными.

Решение интегрального уравнения (2.13) показывает, что при $a \rightarrow 0$ закон распределения тока по вибратору стремится к синусондальному. Однако даже в случае сравнительно тонких вибраторов ($ka \approx 0.05$) распределение тока уже несколько отличается от синусондального.

Решение задачи об излучении вибраторов средней (ka = = 0, 1 - 0, 5) и большей (ka > 0, 5) толщины было получено в конце 60-х годов с помощью ЭВМ Е. Н. Васильевым. Оно показало, что распределение тока в таких вибраторах значительно отличается от синусондального (см. рис. 2.4, кривая 1). В частности, кроме продольного тока появляется торцевой ток.

2.3. НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

Полагая, что ток вдоль симметричного вибратора распределен по закону синуса, разобьем вибратор на бесконечно большое число элементов *dz* (рис. 2.6). Так как длина каждого элемента бесконечно мала, то можно полагать, что в пределах его ток не изменяется ни по амплитуде, ни по фазе. Таким образом, симметричный вибратор можно рассматривать как совокупность элементарных электрических вибраторов dz и его поле рассматривать как результат сложения (интерференции) полей, излучаемых элементарными вибраторами.

Выделим на вибраторе элементы 1 и 2 каждый длиной dz, симметричные относительно центра вибратора 0, и определим поле, создаваемое этими элементами в произвольной точке наблюдения M, паходящейся в зоне излучения. Поскольку расстояние до точки наблюдения очень велико по сравнению с длиной вибратора, то направ-



ления r_1 , r_2 , r_0 на точку M можно считать параллельными. Напряженность поля, излучаемого элементом 1 в точке M, в соответствии с (2.1),

$$dE_1 = i \frac{60\pi I_z dz}{r_1 \lambda} \sin \theta \exp\left(-i k r_1\right).$$

Напряженность поля, излучаемого элементом 2, в той же точке

$$dE_2 = \frac{60\pi I_2 dz}{r_2 \lambda} \sin \theta \exp{(-i kr_2)}.$$

Здесь I_z — амплитуда тока в элементе, находящемся на расстоянии z от центра вибратора: r_1 — расстояние от элемента 1 до точки M; r_2 — расстояние от элемента 2 до точки M; 0 — угол между осью вибратора и направлением на точку наблюдения.

Так как векторы напряженности полей, создаваемых всеми элементами вибратора в точке наблюдения, направлены вдоль одной прямой (перпендикулярной направлению от данного элемента на точку наблюдения), то поля, создаваемые отдельными элементами, можно складывать алгебранчески. Поэтому

$$dE = dE_1 + dE_2 = \frac{60\pi I_2 dz}{\lambda} \left[\frac{\exp(-i kr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-i kr_2)}{r_2} \right].$$
(2.19)

Здесь $I_z = I_0 \sin k(l - |z|) / \sin kl$, где $I_0 = I_n \sin kl -$ ток в точках питания вибратора.

Из точки 1 (см. рис. 2.6) опустим перпендикуляр на направление r_2 и из точки 0 — на направление r_2 . Очевидно, что

$$r_1 = r_0 - |z| \cos \theta; \ r_2 = r_0 + |z| \cos \theta.$$
 (2.20); (2.21)

Величину $\Delta r = r_2 - r_1 = 2|z| \cos \theta$ часто называют разностью хода лучей. Так как точка наблюдения находится в дальней

зоне, то величина Δr мала по сравнению с r_0 и расстояния r_1 и г2 мало отличаются друг от друга. Поэтому можно считать, что амплитуды напряженности полей, создаваемых элементами 1 и 2 в точке наблюдения М, одинаковы. Однако нельзя пренебречь разностью хода в фазовых множителях, так как пространственный сдвиг фаз между полями элементов 1 и 2 kdr= $=2k|z|\cos\theta=4\pi(|z|/\lambda)\cos\theta$ определяется отношением разности хода лучей к длине волны.

На основании (2.20) и (2.21) получаем выражения для фа-Зовых множителей . ..

$$\exp (-ikr_{-1}) = \exp(-ikr_{\theta}xp(ik|z|\cos\theta);$$

 $\exp\left(-ikr\right)_{2} = \exp\left(-ikr_{0}\right) \exp\left(-ik|z| \cos 0\right).$

Подставляя эти выражения в (2.19), вынося за скобки общие множители и полагая, что в знаменателях $r_1 \approx r_2 \approx r_0$, получаем

$$I = i \frac{60\pi I_0 \sin k(l - |z|) dz}{r_0 \sin kl} \sin \theta [\exp (i k |z| \cos \theta) + \exp (-i k |z| \cos \theta)].$$
(2.22)

Так как $\exp(i\alpha) + \exp(-i\alpha) = 2\cos\alpha$, то

$$dE = i \frac{120\pi I_0}{r_0 \lambda \sin kt} \sin \theta \exp(-i kr_0) \sin k(t - |z|) \cos (k|z|) \cos \theta dz. (2.23)$$

Для определения напряженности поля, создаваемого в точке наблюдения всем симметричным вибраторам, необходимо выражение (2.23) проинтегрировать по длине плеча вибратора:

$$E = i \frac{120\pi I_0 \sin \theta}{r_0 \lambda \sin kl} \exp\left(-i k r_0\right) \int_0^l \sin k \left(l - |z|\right) \cos\left(|k||z| \cos \theta dz\right).$$

Получаем

$$E = i \frac{60I_0}{r_0 \sin kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \exp\left(-i kr_0\right).$$
(2.24)

Из выражения (2.24) видно, что симметричный вибратор обладает направленными свойствами только в меридиональной плоскости (плоскость электрического вектора).

Напряженность электрического поля симметричного вибратора в его экваториальной плоскости (плоскость магнитного век-Topa $\theta = \pi/2$

$$E = i \frac{60I_0}{r_0 \sin kl} (1 - \cos kl) \exp(-i kr_0), \qquad (2.25)$$

т. е. не зависит от азимутального угла с. Поэтому ДН симметричного вибратора в его экваторнальной плоскости, как и в 38

случае элементарного вибратора, представляет в полярной системе координат окружность.

Как видно из (2.24), направленные свойства симметричного вибратора при синусондальном распределении тока определяются только отношением длины вибратора к длине волны 1/л.

В случае полуволнового вибратора $(l/\lambda = 0.25)$ выражение (2.24) принимает вид

$$E = i \frac{6 0 l_0}{r_0 \sin kl} \frac{\cos(0.5\pi \cos \theta)}{\sin \theta} \exp(-i kr_0).$$
(2.26)

Анализ (2.24) и рассмотрение пормированных ДН (рис. 2.7) пеказывают, что при любем отношении l/h симметричный вибратор не излучает вдель своей оси. Если длина симметричного вибратора $l \leq 0.5\lambda$, то в напраблении, перпендикулярном его оси (0=90 и 270°), т. е. в экваториальной плоскости, поля всех элементарных вибраторов максимальны, синфазны и складываются арифметически. Поэтому поле в данном направлении является максимальным. Диаграмма направленности при $l/\lambda \leq 0.5$ состоит из двух (главных) лепестков (рис. 2.7, а, б). Увеличение длины выбратора до значения $l=0.5\lambda$ сопровождается ростом излучения в направлении, перпендикулярном оси вибратора (главное направление излучения), за счет уменьшения излучения в других направлениях. При этом ДН становится уже. При увеличении 1/г. до 0,625 излучение в главном направлении продолжает возрастать, но характеристика направленности проходит через нуль не только при $\theta = 0$ и 180°, но и при некоторых других значениях этого угла. Главные лепестки диаграммы становятся уже, но появляются боковые лепестки (рис. 2.7, в). При дальнейшем увеличении 1/і. излучение в главном направлении уменьшается и возрастают боковые лепестки. Уменьшение излучения в главном направлении объясняется следующим: результирующий сдвиг фаз полей, излучаемых элементарными вибраторами в данном направлении, определяется пространственным сдвигом фаз ψ_{D} = $= k |z| \cos \theta$ и слвигом фаз токов, возбуждающих эти вибраторы; при 1/2>0,5 на вибраторе появляются участки с противофазными токами (см. рис. 2.3), длина которых растет по мере увеличения отношения 1/л. Поэтому в данном случае, хотя в главном направлении пространственные сдвиги фаз равны нулю, поля, излучаемые отдельными элементами вибратора, складываются несинфазно, **т**. е. геометрически. При $l'\lambda = 1$ (или при $l/\lambda = n$, где n=1, 2, ...) излучение в главном направлении отсутствует, так как противофазные участки вибратора имеют одинаковую

Рост отношения 1/л. сопровождается также ростом боковых лепестков. Уже при 1/2.=0.75 напряженность поля в направлении максимума бокового лепестка превосходит напряженность поля





в главном направлении (рис. 2.7,*e*). На практике применяются симметричные вибраторы, у которых $l/\lambda < 0,7$.

Для максимального значения напряженности поля в главном направлении (при *l*/λ≤0,625) можно записать на основании (2.25)

$$|E_{\max}| = 60I_0(1 - \cos kl) / r_0 \sin kl.$$
(2.27)

Нормированная характеристика направленности симметричного вибратора

$$F(\theta) = \frac{i}{(\theta)} / \frac{i}{(90^\circ)} = \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl)\sin\theta}.$$
 (2.28)

Фаза напряженности поля, создаваемого симметричным вибратором, в соответствии с (2.24) в пределах одного лепестка ДН не зависит от угла θ. Она изменяется на обратную при переходе напряженности поля через нуль. Симметричный вибратор излучает сферические волны и обладает фазовым центром, совпадающим с центром вибратора.

В действительности ДН вибратора зависит не только от l/λ , но и от a/λ . На рис. 2.8, *a*, *б* приведены ДН, рассчитанные для распределения, описываемого (2.15) (сплошная линия), и для синусоидального распределения (штриховая линия).

2.4. СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, КНД И ДЕЙСТВУЮЩАЯ ДЛИНА СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

Мошность излучения симметричного вибратора можно представить в виде

$$P_{\Sigma} = I_{1^{2}} R_{\Sigma n} 2 = I_{0^{2}} R_{\Sigma_{0}} 2, \qquad (2.29)$$

где I_n и I_0 — амплитуды тока соответственно в пучности тока и в точках питания; $\tilde{R}_{\Sigma 0}$ и $R_{\Sigma 0}$ — сопротивления излучения, отнесенные соответственно к I_n или к I_0 .

Полставив вместо P_{Σ} выражение (1.8), можно получить формулу для $R_{\Sigma \Pi}$, если в (1.8) E_{max} заменить выражением (2.27), $F(\theta, q) = \phi$ ормулой (2.28) и учесть, что при синусондальном распределении тока $I_0 = I_{\Pi} \sin kl$. Результаты расчетов по полученной формуле сведены в таблицы, и по ним построены графики рис. 2.9. При $l/\lambda < 0.1$ эта формула принимает вид

$$R_{\Sigma_n} = 20 \, (kl)^{\frac{1}{2}}. \tag{2.30}$$

Так как ДН вибратора есть функция l/λ , то. следовательно, R_{Σ} зависит только от ДН вибратора. Такой результат получается потому, что при выводе формулы для $R_{\Sigma\pi}$ исходили из синусондального распределения тока по вибратору, что справедливо только для очень тонких вибраторов. Однако результаты

40



расчетов по этой формуле хорошо совпадают с экспериментальными данными. Это объясняется тем, что ток в пучности сравнительно слабо зависит от толщины вибратора. Заметим, что для полуволнового вибратора ($l/\lambda = 0.25$) $R_{\Sigma\pi} =$ =73,1 Ом, а у волнового вибратора ($l/\lambda = 0.5$) $R_{\Sigma\pi} = 199$ Ом.

Из равенства (2.29) получаем $R_{\Sigma_0} = I_{\pi}^2 R_{\Sigma\pi} / I_0^2$ или $R_{\Sigma_0} = R_{\Sigma\pi} / \sin^2 k l.$ (2.31)

Данную формулу можно использовать для очень тонких ($ka \leq 10^{-2}$) и коротких ($l/\lambda \leq 0,3$) вибраторов, так как

только в этом случае при определении $R_{\Sigma 0}$ можно считать распределение тока синусоидальным.

Коэффициент направленного действия симмстричного вибратора можно определить по (1.14). Подставляем вместо E_{max} выражение (2.27) и, учитывая, что $P_{\Sigma} = I_n^2 R_{\Sigma n}/2$, получаем

$$D = \frac{120}{R_{\text{sg}}} (1 - \cos kl)^2. \tag{2.32}$$

При $l/\lambda = 0.25$ ($R_{\Sigma\pi} = 73$ Ом; $kl = 90^{\circ}$) D = 1,64 (элементарный вибратор имеет D = 1,5). При $l/\lambda = 0.625$ ($R_{\Sigma\pi} = 110$ Ом, $kl = 225^{\circ}$) D = 3,1. Оказывается, что вибратор при $l/\lambda = 0.625$ •бладает наибольшим КНД. Однако это имеет место только при синусендальном распределении тока, т. е. для •чень тонких вибраторов. Если рассчитать КНД по той же формуле (1.14), но вхедящие в нее величины определить с учетом влияния толщины вибратора на распределение тока, то при увеличении a/λ максимум КНД сместится в сторону меньших l/λ , т. е. в стөрену длинных волн.

Для любой вибраторной антенны КНД в главном направлении можно рассчитать по формуле, аналогичной (2.32):

$$D = \frac{120}{R_{\Sigma n}} \int_{max}^{2} \left(\theta, \varphi\right), \tag{2.33}$$

где R_{2n} — полное сопротивление излучения антенны (см. § 3.2).

Приравнивая выражения для максимального значения напряженности поля, создаваемого воображаемой антенной с равномерным распределением тока (1.15) и симметричным вибратором (2.27), получаем $60\pi I_0 l_a/r\lambda = 60I_0 (1 - \cos kl)/r \sin kl$, откуда

$$l_{\mu} = \lambda \left(1 - \cos kl \right) / \pi \sin kl. \tag{2.34}$$

Формулу (2.34) можно получить также, приравняв площадь тока S_i симметричного вибратора (заштрихованная площадь, ограниченная осью вибратора и кривой распределения тока на рис. 1.10,*a*) к площади тока $S=I_2l_0$ воображаемого вибратора с равно-

мерным распределением тока (см. рис. 1.10,б):

$$S_i = 2 \int_0^l \frac{J_0 \sin k(l - |z|)}{\sin kl} dz.$$

2.5. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

Мощности P_{Σ} , излученной вибратором (или любой антенной), соответствует активное сопротивление излучения $R_{\Sigma 0}$. Часть мощности, подведенной к вибратору, теряется в самом вибраторе (нагревание проводов), в изоляторах и в окружающих антенну предметах. Этой мощности соответствует сопротивление потерь $R_{\rm nor}$. Кроме излученного есть колеблющееся вблизи антенны и связанное с ней электромагнитное поле, которому соответствует реактивная мощность. Эта мощность то отдается генератором, переходя в ближнее поле антенны, то возвращается к нему. Реактивной мощности соответствует реактивное сопротивление антенны X_{Σ} .

Таким образом, включенный в антенну геператор нагружен на комплексное сопротивление (рис. 2.10) — входное сопротивление антенны. Входное сопротивление симметричного вибратора (а также других проволочных антенн) равно отношению напряжения на зажимах вибратора (точки питания) к току в точках питания:

$$Z_{BX} = U_0 / I_0 = R_{BX} + i X_{BX}.$$
(2.35)

Это сопротивление определяет режим работы генератора и стенень согласования антенны с фидером. Обычно в симметричных вибраторах потери малы, поэтому будем полагать, что $R_{\rm BX} \approx R_{\Sigma 0}$. Для точного определения $Z_{\rm BX}$ необходимо знать закон распределения тока вдоль вибратора. Если этот закон найден из решения интегрального уравнения вибратора (см. § 2.2), то в соответствии с

(2.15), полагая
$$z' = 0$$
, получаем $I_0 = \sum_{n=1}^{\infty} I_n$, где $I_n - комплекс-$

ные коэффициенты. Очевидно, что

$$Z_{\text{Bx}} = U_{\text{o}} \left/ \sum_{n=1}^{N} I_n \right.$$
(2.36)

В случае очень тонких проволочных вибраторов, которые применяются на декаметровых и более длинных волнах, действительная часть ядра интегрального уравнения (2.13) $\left[$ ядро интегрального уравнения $\frac{\exp(-i kr_1)}{r_1}\right]$ сильно возрас-



тает при z', близких к z, поэтому численное интегрирование действительной части интеграла (2.13) на ЭВМ требует значительного времени. Однако при ka<0.01 можно разложить ядро интегрального уравнения в степенной ряд и найти аналитическое решение этого уравнения [3]. После соответствующих преобразований получаются следующие выражения для действительной $P_n(z)$ и мнимой $Q_n(z)$ частей интеграла (2.13):

(2.38)

Рис. 2.10

 $P_n(z) = \{2(1-z/l)^n \ln (2/\gamma ka) + (1-z/l)^n [Cikz + Cik(l-z)] +$

$$+(1+z/l)^{n} [Cik(l-z)-Cikz]+2n \sin kz/kl-[2(n-1)/k^{2}l^{2}] (\cos kl \cos kz-l) - (1-z/l)^{n-1} \sin k(l-z)/kl-[\sin k(z+l)/kl] (1+z/l)^{n-1}; \qquad (2.37)$$

$$Q_{n}(z) = \{(1-z/l)^{n} [Sikz-Sik(l-z)]+(1+z/l)^{n} [Sik(l+z)-Sikz]+l^{n-1}\}; \qquad (2.37)$$

 $+ (1+z_{l})^{n-1} \cos k(l+z)/kl + (1-z_{l})^{n-1} \cos k(l-z)/kl -$

 $-2n \cos kz_{l} kl + 2(n-1) \cos kz \sin kl/k^{2}l^{2}$

где Сіа, Sia — интегральные косинус и синус; ln y=0,577 — постоянная Эйлера; $\gamma = 1,781.$

Если распределение тока аппроксимировано полиномом 2-й степени (N=2), то входное сопротивление симметричного вибратора можно определить по формуле

$$\underline{Z}_{\text{Bx}} = i \, 60 \, \frac{\{ [F_1(l) - F_1(0) \cos kl \, [F_2(l/2) - F_2(0) \cos (kl/2)] - \\ [F_2(l) - F_1(l) + F_2(0) - F_1(0)] \sin (kl/2) - \\ \rightarrow \frac{-[F(l) - F_2(0) \cos kl \, [F_1(l/2) - F_1(0) \cos (kl/2)] \}}{-[F_2(l/2) - F_1(l/2)] \sin kl}.$$
(2.39)

Здесь $F_n(z) = P(z) - iQ(z)$. Значения коэффициентов $F_n(z)$ определяются из (2.37) и (2.38) полстановкой соответствующих значений n=1,2 и z=0, l, l/2. При этом расчеты значительно упрощаются. Расчет Z_{ву} по (2.39) можно выполнить с помощью микрокалькулятора.

Для полуволнового вибратора ($l/\lambda = 0.25$) с раднусом $a \rightarrow 0$ выражение (2.39) принимает вид $Z_{BY} = i60[(2\sqrt[3]{2}-1)F_1(l) - 2F_2(l)(\sqrt[3]{2}-1)]$. Расчет по этой формуле дает Z_{вх}=73,1- i42,17 Ом. Заметим, что такая же величина активноч составляющей входного сопротивления получается при расчете сопротивления излучения полуволнового вибратора методом всктора Пойнтинга (см. § 2.4).

В результате расчетов Z_{вх} по (2.36) или (2.39) получены графики, приведенные на рис. 2.11, из которых видно, что R_{вх} и X_{вх} симметричного вибратора зависят от его относительной длины ЦА. и радиуса а/л. При некоторых значениях l/л X_{вх}=0, т. е. наблюдается резонанс. Так, волизи значений *l/i*, несколько меньших (2*N*+ +1)/4, где N=0, 1, 2, ... (вибратор питается вблизи пучности тока), симметричный вибратор велет себя подобно последовательному колебательному контуру (резонанс напряжений). При этом в случае очень тонких вибраторов (a/λ < 6·10-4) R₂₀ ≈ R_{2п} и практически не зависит от величины a/λ (т. е. от волнового сопротивления вибратора W_a). Заметим, что при изменении a/λ от нуля до $7 \cdot 10^{-3}$ $R_{\text{вx}} = R_{\Sigma 0}$ полуволнового вибратора изменяется от 73,1 до 94,8 Ом.

При питании вибратора в узле тока $(l/\lambda=0.5)$ или в общем случае при $l/\lambda = N/2$ для очень тонкого вибратора имеет место резонанс токов (параллельный резонанс). При этом R_{вх} велико. По мере утолщения вибратора его резонансная длина постепенно уменьшается. Обычно длину плеча вибратора выбирают так, чтобы $X_{BX} = 0$, т. е. l/λ берут несколько меньше 0,25 (резонанс напряжений) или существенно меньше 0,5 (при резопансе токов) (см. рис. 2.11).



Как видно из рис. 2.11, по мере утолщения вибратора (сниже-

Рис. 2.11 ние \dot{W}_a) уменьшается зависимость R_{Bx} и X_{Bx} от частоты, т. е. уве-

личивается рабочий днапазон антенны, улучшаются ее днапазонные свойства.

Рассмотренным методом расчета Z_{вх} целесообразно пользоваться в случае более длишых внбраторов (*l*/λ≥0,3...0,35). Расчет Z_{вх} метолом интегрального уравнения можно также применять лля вибраторов, состоящих из нескольких проводов, расположенных по образующим цилиплрам [3].

До настоящего времени в инженерной практике находит применение расчет Z_{вх} приближенным методом эквивалентных схем, который состоит в том, что симметричному вибратору ставится в соответствие отрезок разомкнутой на конце двухпроводной линии потерями (эквивалентная линия) [2]. Однако этот метод недостаточно точен.

Если вибратор «короткий» (l/λ≤0,3), то активную составляюналю входного сопротивления $R_{\rm Bx} \approx R_{\Sigma 0}$ можно рассчитывать по (2.31). Реактивную составляющую Х_{вх} рассчитывают по формуле для входного сопротивления разомкнутой на конце двухпроводной линни без потерь длиной l, т. е.

 $X_{\text{BX}} = -W_{a} \operatorname{ctg} kl.$ (2.40)

Следует отметшть, что расчет Z_{вх} рассмотренными здесь метолами не учитывает особенностей конструктивного выполнения вибратора вблизи точек питания, которое может существенно сказываться на его величине и характере $Z_{вx}$.

2.6. СИММЕТРИЧНЫЙ ЩЕЛЕВОЙ ВИБРАТОР

Совместим плоскость элементарного магнитного вибратора [4], представляющего собой узкую прямоугольную пластину длиной l и шириной b (толщина пластинки $\tau \ll l$), с безграничной металлической ($\sigma = \infty$) поверхностью S (рис. 2.12). Известно, что на поверхности магнитного вибратора выполняются граничные условия: $E_n = 0, H_t = 0; J^m = -[\mathbf{nE}]$ или $J^m = -E_t$, где n - единичная нормаль к поверхности вибратора; E_n — пормальная к поверхности вибратора составляющая вектора $E; H_t$ — тангенциальная к поверхности вибратора составляющая $H; E_t$ — тангенциальная к поверхности вибратора составляющая $E; J^m$ — вектор плотности поверхностию вибратора составляющая $E; J^m$ — вектор плотности поверхностного магнитного тока, B/m. Очевидно, что поверхностный магнитный ток $I^m = 2bE_t$, где 2b — периметр поперечного сечения вибратора.

Поля элементарных магнитного и электрического вибраторов различаются только тем, что в них меняются местами векторы **E** и **H** (принцип взаимозаменяемости полей), т. е. имеют взаимно перпендикулярную поляризацию. Так как в дальней зоне поле элементарного электрического вибратора имеет составляющие E_0 и H_{q} (см. рис. 1.1), то поле элементарного магнитного вибратора имеет составляющие E_{q} и H_{θ} (рис. 2.13).

Очевидно, что при совмещении магнитного вибратора с плоскоетью S структура его поля не нарушается, так как граничные условия на идеально проводящей поверхности ($E_t=0$; $H_n=0$; $J^s=$ = [nH] или $J^s=H_t$) автоматически выполняются. Плоскость S делит все пространство на два независимых друг от друга полупространства I и II и как бы разрезает вибратор на две части (см. рис. 2.12, δ).

Удалим магшитный вибратор и образовавшуюся на его месте щель длиной *l* и шириной *b* возбудим с помощью генератора высокой частоты (рис. 2.14). В щели возникает электрическое поле,







линии которого перпендикулярны ее краям. При этом предполагается, что значение электрического поля в щели остается таким же, как и значение тангенциальной составляющей напряженности электрического поля Е., действовавшей на поверхности магнитного вноратора. Предполагается также, что напряженность электрического поля вдоль щели не изменяется ни по амплитуде, ни по фазе. Токи смещения, возникающие в щели, продолжаются в виде токов проводимости на металлическом экране. В пространстве, окружающем щель, возникает электромагнитное поле. Узкая щель (ширина узкой щели во много раз меньше ее длины), длина которой значительно меньше длины волны (*l*≪λ) и напряженность электрического поля вдоль которой не изменяется ни по амплиту. де, ни по фазе, называется элементарной изличающей шелью. Из сравнения рис. 2.14 и 2.12.6 видно, что поле, окружающее возбужденную элементарную щель в безграничном идеально проводящем экранс, не отличается от электромагнитного поля, создаваемого элементарным магнитным вибратором, находящимся в евободном пространстве (справедливо для полупространства I).

Так как элементарный магнитный вибратор аналогичен элементарному электрическому вибратору, то такая же аналогия существует между элементарной щелью, прорезанной в идеально проводящей безграничной плоскости, и элементарным электрическим вибратором, находящимся в свободном пространстве. Данная аналогия распространяется и на более сложные антенны.

А. А. Пистолькорс, используя перестановочную инвариантность уравнений Максвелла, сформулировал принцип двойственности, устанавливающий непосредственную аналогию между щелевым излучателем в бесконечно тонком идеально проводящем безграничном плоском экране и электрическим излучателем в виде металлической ленты, находящейся в свободном пространстве, размеры которой равны соответствующим размерам щели (такую ленту называют металлическим аналогом щели).

Имея в виду, что магнитный ток щели

$$I^{\rm m} = bJ^{\rm M} = I^{\rm M}/2 = -bE_i = U, \qquad (2.41)$$

где b — периметр поперечного сечения щели; U — напряжение, приложенное к краям щели, на основании известной из курса технической электродинамики [4] формулы для $E_{\mathfrak{q}}$ элементарного магнитного вибратора можно записать формулы для $E_{\mathfrak{q}}$ элементарного целевого излучателя:

$$E_{\varphi}^{iij} = -i \frac{U}{r\lambda} - \sin \theta \exp(-i kr).$$

Из сравнения данной формулы с формулой для составляющей E_{θ} поля элементарного электрического вибратора [см. (1.2)] следует, что для выполнения равенства $E_{q}{}^{\text{ш}} = E_{\theta}$ магнитный ток, текущий вдоль щели ($I^{\text{ш}} = U$), должен быть численно в $W_{c}{}^{\circ}/2$ раз больше тока *I*, текущего по электрическому вибратору. Так как $W_{c}{}^{\circ} = 120\pi$ Ом, то 1 А электрического тока с точки зрения создания электрического поля эквивалентен магнитному току (напряжению) щели в 60 π В.

На практике широко применяются щелевые излучатели, длина которых соизмерима с длиной волны. Излучающие щели обычно имеют прямолинейную, по могут иметь и круглую (кольцевая щель) форму. Излучающие щели прорезают в металлических поверхпостях различных размеров и форм: в стенках прямоугольных и круглых волноводов, в оболочках коаксиальных кабелей, в плоских металлических экранах и т. д. Иногда размеры металлической поверхности, в которой прорезана щель, во много раз превышает длину волны, по практически обычно размеры этой поверхности бывают соизмеримы с длиной волны. В основном щелевые антенны ирименяют в дециметровом, сантиметровом, миллиметровом и редко в метровом (телевизионные антенны) диапазонах воли. Кольцевые щелевые антенны можно применять в диапазонах гектометровых и километровых воли.

Рассмотрим идеализированный случай: узкую щель, прорезанную в безграничном идеально проводящем экране. Под симметричной щелью будем понимать узкую, прямоугольную щель, питаемую в центре генератором высокой частоты (рис. 2.15,*a*).

На основании принципа двойственности поле, создаваемое симметричної щелью, можно определить, если известно поле, создаваемое симметричным электрическим вибратором, имеющим одинаковые форму и размеры со щелью (рис. $2.15, \delta$) и находящимся в свободном пространстве. Распределение магнитиого тока (напряжения) вдоль щели можно найти из решения интегрального уравнения (2.13), заменив в нем *I* на I^{ue} и *U* на $-bH_t$. В случае очень тонкого электрического вибратора ток в нем распределен по закону сипуса. По этому же закону изменяется вдоль вибратора и



тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля. Следовательно, вдоль узкого щелевого вибратора тангенциальная составляющая напряженности электрического поля (а значит, и напряжение) изменяется также по синусондальному закону, т. е.

$$U_{z} = U_{0} \sin k \left(l - |z| \right) / \sin k l, \qquad (2.42)$$

гле U₀ — амплитуда напряжения в центре щели; *l* — длина половниы щели.

Напряженность электрического поля, создаваемого симмстричным щелевым вибратором, в дальней зоне может быть определена по формуле, получающейся из (2.24) заменой I_0 на U_0 и с ученом того, что электрический ток 1 А создает такое же электрическое поле, как 60 в напряжения в щели. Эта формула имеет вид

$$E_{\varphi} = i \frac{U_0}{\pi r_0 \sin kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \exp(-i kr_0).$$
(2.43)

Днаграмма направленности щелевого вибратора в мерилиоиальной илоскости зависит от отношения l/λ и совпадает с ДН металлического аналога щели в этой же плоскости. Влоль своей оси щелевой вибратор не излучает. Максимум излучения для отношения $l/\lambda \ge 0.7$ направлен вдоль пормали к оси щели.

В экваториальной плоскости (плоскость вектора Е) щель не обладает направленными свойствами.

Для расчета мощности излучения щелевого вибратора ($P_{\Sigma}^{\text{сц}}$) можно использовать формулу для расчета мощности излучения симметричного электрического вибратора $P_{\Sigma} = I_{-\pi} R_{\Sigma\pi}/2$, замения в ней I_{π} на U_{π} , т. е. на $I_{\pi}^{\text{сц}}$. При этом следует иметь в виду, что $E_{\varsigma}^{\text{сц}}$ меньше E_{6}° в $W_{c}/2$ раз (если токи I_{π} и $I_{\pi}^{\text{сц}}$ численно равны). Поэтому

$$P_{\Sigma}^{\text{int}} = \frac{1}{2} U_{n}^{\ 2} R_{\Sigma n} / (\boldsymbol{W}_{c}^{\ 2}/4) = 2 U_{r}^{\ 2} / \boldsymbol{W}_{c}^{\ 2}.$$
(2.44)

4-6464

Выражение для P_{Σ}^{μ} запишем в виде

 $P_{\Sigma}^{\mathrm{u}} = U_{\mathrm{n}}^2 G_{\Sigma \mathrm{n}}^{\mathrm{u}}/2,$ (2.45)

где $G_{\Sigma n}^{\mathrm{m}}$ — проводимость излучения щели. Приравнивая правые части выражений (2.44) и (2.45), получаем для свободного пространства

$$G_{\Sigma\pi}^{\rm in} = 4R_{\Sigma\pi}/(120\pi)^2, \tag{2.46}$$

где R_{2n} — сопротивление излучения металлического аналога данной щели (симметричного электрического вибратора).

Входной проводимостью щели называется отношение электрического тока в точках ее питания к напряжению, приложенному к этим точкам, т. е. $Y_{px} = I_0/U_0$. В общем случас это величина комплекспая.

Если известно входное сопротивление металлического аналога данной щели, то входную проводимость можно определить по формуле, аналогичной (2.46):

$$\underline{Y}_{\rm BX} = 4\underline{Z}_{\rm BX}^{\rm o} / (120\pi)^2, \tag{2.47}$$

где Z^{*}_{вх} — входное сопротивление металлического ацалога щели.

В большинстве случаев известны входные сопротивления вибраторов, имеющих цилиндрическую форму. При этом в (2.47) можно подставить значение входного сопротивления цилиндрического вибратора, радиус которого в 4 раза меньше ширины щели.

Щель, как и симметричный вибратор, обладает резонансными свойствами. Реактивная проволимость шели обращается в пуль, если ее длина 21 приблизительно кратна $\lambda/2$. Точнее, длина резонанспой щели несколько меньше $\lambda/2$. Необходимое укорочение тем больше, чем шире щель.

Обычно стремятся к тому, чтобы щелевая антенна излучала только в одно полупространство, т. е. имела однонаправленное излучение. Это можно, например, сделать, если со стороны второго полупространства закрыть щель металлической полостью (коробом). Диаграмма направленности односторонней щели при бескопечных размерах металлического экрана показана на рис. 2.16.

Предположим, что напряжение, действующее между краями лвусторонней щели, не изменяется при установке короба. В соответствии с (2.43) не изменяется также и напряженность поля в далыней зоне, а следовательно, и среднее значение вектора Пойнтинга, пропорциональное квадрату напряженности поля. Излучаемую мощность определяют интегрированием вектора Пойнтнига по поверхности сферы большого радиуса, окружающей щель. Однако в данном случае щель излучает только в одно полупространство и интегрировать следует по поверхности полусферы. Поэтому мощность излучения будет в 2 раза меньше, чем при двусторонней шели.

Запишем выражения для мощностей, излучаемых двусторонней и односторонией шелями соответственио

$$P_{\Sigma} = U_{\pi}^2 G^{\mu}/2; \quad P_{\Sigma}/2 = U_{\pi}^2 G_{\Sigma}^{\sigma \mu}/2$$

Из сравнения этих формул следуст, что

 $G_{\Sigma}^{\text{одн}} = G_{\Sigma}^{\text{дв}}/2.$

Таким образом, проводимость излучения односторонней щели

$$\mathcal{G}_{\Sigma}^{\circ,\mathrm{ZH}} = 2R_{\Sigma}^{\circ}/(120\pi)^2. \tag{2.48}$$

Входная проводимость односторонней щели

$$\frac{V_{\text{BX}}}{V_{\text{BX}}} = 2Z_{\text{BX}}^{*}/(120\pi)^{2},$$
 (2.49)

Глава 3. ИЗЛУЧЕНИЕ СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ ВИБРАТОРОВ

3.1. НАПРАВЛЕННЫЕ СВОИСТВА

•диночные вибраторы применяют только в том случае, когда требуется ненаправленное или почти ненаправленное излучение. Если необходимо получить однонаправленное излучение или узкие ДН, используют антенны, состоящие из двух или нескольких вибраторов, расположенных на небольшом расстоянии (меньше λ) друг от друга. Такие вибраторы заметно влияют друг на друга, поэтому их называют связанными. Взаимодействие связанных вибраторов аналогично взаимодействию связанных колебательных контуров с сосредоточенными постоянными. Поле одного вибратора наводит в другом некоторую ЭДС, что эквивалентно изменению входного сопротивления вибратора.

Поле, создаваемое системой вибраторов, является результатом сложения полей, создаваемых отдельными вибраторами, с учетом фаз этих полей, определяемых как разностью хода лучей, так и разностью фаз токов в излучателях.

Выведем формулу для расчета характеристики направленности в меридиональной плоскости двух параллельных вибраторов 1 и 2, 51 4*



находящихся на расстоянии d друг от друга (рис. 3.1), питаемых токами l_1 и l_2 . Обозначим

 $I_2/I_1 = q \exp(i\psi),$ (3.1)

где q — отношение модулей токов; ψ — сдвиг фазы тока l_2 по отношению к току l_1 .

Так как расстояние между вибраторами *d* несоизмеримо мало по сравнению с расстоянием до точки паблюдепия, направления r_1 и r_2 на точку *M* можно считать параллельными. Выразим напряженность поля вибратора 2 в точке наблюдения через напряжен-

ность поля вибратора 1, приняв ее фазу в точке наблюдения за нулевую. Так как напряженность поля, создаваемого вибратором, пропорциональна току в нем и влиянием разности расстояний от вибратора до точки наблюдения на амплитуду напряженности поля можно пренебречь, то $E_2 = E_1 q \exp(-ikd\cos\theta) \exp(i\psi)$, где $kd \cos \theta$ — пространственный сдвиг фаз.

Суммарное поле, создаваемое обоими вибраторами в данной точке,

$$E = E_1 + E_2 = E_1 [1 + q \exp i(\psi - kd \cos \theta)].$$
(3.2)

На основании (2.24) запишем

$$E_1 = i \frac{60 I_1}{r \sin kl} \frac{\cos (kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta} \exp (-ikr).$$
(3.3)

Обычно интересуются величиной напряженности суммарного поля, а не его фазой. Поэтому, переходя к модулям выраженний (3.2) и (3.3), получаем

$$|E| = \frac{60'_1}{r\sin kl} \frac{\cos(kl\sin\theta) - \cos kl}{\cos\theta} \sqrt{1 + q^2 + 2q\cos(\psi - kd\cos\theta)}$$
(3.4)

или $E = A f_0(0) f_0(0)$.

Заметим, что в случае любой вибраторной антенны $A = = 60\pi/r \sin kl$.

Как вилно из (3.4), амплитудная характеристика направленности системы из двух связанных вибраторов определяется двумя множителями. Первый — $j_0(\theta)$ представляет собой характеристику направленности симметричного вибратора, находящегося в свободном пространстве. Второй — $j_c(\theta)$ учитывает наличие второго вибратора, он зависит от расстояния d между вибраторами, отношения амплитуд токов в вибраторах q и сдвига фаз токов в вибраторах ψ . Этот множитель называют множителем системы.



Рис. 3.2

В экваториальной плоскости (θ =0) направленные свойства данной системы определяются только множителем системы, так как одиночный симметричный вибратор в этой плоскости не обладает направленными свойствами. Напряженность суммарного поля в экваториальной плоскости

$$E \mid = A(1 - \cos kl) \sqrt{1 + q^2 - 2q \cos(\psi - k t \cos \theta)},$$
(3.5)

где θ^{H} — угол между линией, соединяющей вибраторы, и точкой наблюдения в плоскости H(yoz).

В зависимости от величин $d/\lambda_1 q$ и ψ ДН могут иметь различную форму (рис. 3.2). При увеличении расстояния между вибраторами, начиная от $d/\lambda = 0.5$, ДН приобретает многолепестковый характер: чем больше d/λ , тем больше лепестков (рис. 3.3).

Особенно важен случай однонаправленного излучения. Если q = 1, то (3.5) можно привести к виду

$$E = 2A(1 - \cos kl)\cos\left(\frac{c}{2} - \frac{kd}{2}\cos\theta^{H}\right).$$
(3.6)

Положим теперь, что $\psi =$ $=\pm 90^{\circ}$ и $d=\lambda/4$. Тогда $|E| = 2A (1 - \cos kl) \cos (+45)^2 -45^{\circ}\cos\theta$). Множитель $\overline{f}(\theta) =$ $=\cos(\pm 45^\circ - 45^\circ \cos\theta)$ OIHсывает кардионду: при $\psi =$ $= +90^{\circ}$ и $\theta = 0$ он обращается в единицу, при $\theta = 180^{\circ} - в$ пуль. Таким образом, в направлении $\theta = 0^{\circ}$ напряженность поля удваивается по сравнению с полем одиночного вибратора, возбуждаемого током, одинаковым с текущим по одному из связанных вибраторов. Это увеличение в одном направлении происходит за счет уменьшения поля в



Рис. 3.3



других направлениях. При $\psi = -90^{\circ}$ напряженность поля удванвается в обратном направлении ($\theta = 180^\circ$); поле равно нулю в направлении $\theta = 0^{\circ}$.

При $\psi = 90^{\circ}$ вибратор 2 усиливает излучение в направлении на вибратор 1 и ослабляет — в противоположном направлении (рис. 3.4,а). Такой вибратор по отношению к первому вибратору называется *рефлектором* (отражателем). При $\psi = -90^{\circ}$ вибратор 2 ослабляет излучение в направлении вибратора 1 и усиливает излучение в обратном направлении (рис. 3.4, б). По отношению к вибратору 1 такой вибратор называется директором (направителем). Отметим, что в обоих случаях напряженность поля увеличивается в направлении отставания фазы возбуждающего тока.

Получить однонаправленное излучение можно и при расстояниях между вибраторами, отличных от $d = \lambda/4$. Как видно из (3.6), условие отсутствия излучения в направлении $\theta = 180^{\circ}$ можно записать в виде $\psi + kd = 180^\circ$. Для выполнения этого условия при $d < \lambda/4$ угол сдвига фаз ψ должен быть больше 90°. Чем ближе друг к другу расположены вибраторы, тем меньшая напряженность поля получается в направлении максимального излучения (считая, что при изменении *d* ток в вибраторах постоянен).

При *d*→0 сдвиг фаз ψ, необходимый для получения однонаправленного излучения, стремится к 180°. При этом мощность, излучаемая системой вибраторов, стремится к имлю. Чтобы мощность, излучаемая системой из двух вибраторов, обладающей одпопаправленными свойствами, при уменьшении d не изменялась, токи в вибраторах должны возрастать. При $d/\lambda \rightarrow 0$ токи в вибраторах должны стремиться к бесконечности.

Возбуждение каждого из двух связанных вибраторов токами, сдвинутыми по фазе, усложияет систему питания. Поэтому в большинстве случаев вибраторы, выполняющие роль рефлекторов или лиректоров, не содержат источников питания (генераторов), т. е. являются пассивными (см. § 3.3). Они возбужлаются электромагнитным полем активного (питаемого) вибратора.

Действие рефлектора или директора оценивается коэффициентом защитного действия Ззаш, равным отношению модуля напряженности поля, излучаемого в главном направлении, к модулю напряженности поля, излучаемого в обратном направлении: $\xi_{3au} =$ 54

 $= E_{\theta=0}/E_{\theta=180^{\circ}}$, или в децибелах: $\xi_{3am} = 20 \lg (E_{\theta=0}/E_{\theta=180^{\circ}}).$

3.2. МЕТОД НАВЕДЕННЫХ ЭДС. НАВЕДЕННЫЕ И ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Полное комплексное сопротивление одного из связанных вибраторов состоит из двух частей: собственного сопротивления Z_{Σ11}, т. е. сопротивлення, которым обладает данный вибратор в свободном пространстве¹, и сопротивления, наведенного электромагнитным полем второго вибратора, т. е.

$$\underline{Z}_{\Sigma11} = \underline{Z}_{\Sigma11} + \underline{Z}_{\Sigma12}^{\text{Hab}}, \quad \underline{Z}_{\Sigma2} = \underline{Z}_{\Sigma22} + \underline{Z}_{\Sigma21}^{\text{Hab}}.$$

Полное, собственное и наведенное сопротивления можно найти приближенным методом наведенных ЭДС. Идея этого метода была предложена независимо друг от друга в 1922 г. советским ученым Д. А. Рожанским и французским Бриллюэном. Непосредствешно к расчету антени этот метод применен И. Г. Кляцкиным, Л. А. Пистолькорсом и В. В. Татариновым.

На основании известной из электродинамики теоремы Пойнтинга комплексная мощность, отдаваемая сторонними источниками поля, заключенными в некотором объеме V, ограниченном замкихтой поверхностью S. определяется выражением

$$\underline{\underline{P}_{S}} = \frac{1}{2} \int_{\mathbf{v}} (E^{c\mathbf{\tau}} J_{\mathbf{v}}^{*}) dV, \qquad (3.8)$$

гле $E^{c_{T}}$ — напряженность поля сторонних источников; J_{V}^{*} — комплексно-сопряженная величина плотности объемного тока, A/м², созданного сторонними источниками.

В случае тонкого симметричного вибратора (проводимость провода считается бесконечной) существует только продольный поверхностный ток $I(z) = J(z) 2\pi a$ (a – ралиус вибратора; J(z) – илотность линейного поверхностного тока, А/м) и интегрирование по объему заменяется интеррированием по поверхности вибратора:

$$P_{-S} = \frac{1}{2} \int_{t} E_{\Delta}^{cT} l^{*}(z) dz.$$
(3.9)

¹ В действительности Z₁₁₁ отличается от собственного сопротивления вибратора в своболном пространстве, так как под действием поля вибратора 2 изменяется не только величина тока в вибраторе 1, но и его распределение. Только при синусоидальном токе Z _{ΣII} не отличается от собственного сопротивления вибратора в свободном пространстве. Точное определение: собственным комплексным сопротивлением одного из вибраторов называется его полное сопротивление при холостом ходе на зажимах второго вибратора.

(3.7)

Здесь P_s — комплексная мощность, подводимая к вибратору; ее действительная часть P_{Σ} — мощность излучения; мнимая часть — реактивная мощность, соответствующая связанному с вибратором электромагнитному полю; E_{Δ}^{cr} — папряженность стороннего поля, существующего только в возбуждающем зазоре.

Комплексной мощности соответствует комплексное сопротивление вибратора. Так как $E_{\Delta}^{c\tau}$ существует только в возбуждающем зазоре (на поверхности идеального проводника тангенциальная составляющая вектора Е равна нулю), то для расчета P_s по (3.9) следует знать ток I_0 , текущий на зажимах вибратора. Если этот ток найден из строгого решения задачи о распределении тока по вибратору при его возбуждении сосредоточенной ЭДС (см. § 2.2), то мощность P_s можно вычислить, не прибегая к (3.9), воспользовавшись соотношением

 $P_{s} = U_{0}I_{0}^{*}/2, \qquad (3.10)$

где *U*₀ — напряжение на зажимах вибратора.

Если строгое решение задачи о распределении тока неизвестно, то можно задаться приближенным распределением тока I(z). При этом граничные условия не выполияются и на поверхности вибратора должна существовать распределенная тангенциальная составляющая напряженности электрического поля $E_z(z)$. По существу, это ЭДС, приходящаяся на единицу длины вибратора, создаваемая током I(z). Для приближенного расчета в данном случае можно воспользоваться формулой (3.9), но приспособив ее к новым условиям задачи. Граничные условия на поверхности вибратора должны выполняться. Поэтому необходимо предположить наличие распределенных тангенциальных составляющих некоторого стороннего поля E_z^{cr} , создающего данное (синусоидальное) распределение тока, чтобы суммарная тангенциальная составляющая электрического поля на поверхности вибратора

$$E_{z}^{\text{CYM}}(z) = E_{z}^{\text{CT}}(z) + E_{z}(z) = 0$$

IV.TH
$$E_{z}^{\text{CT}}(z) = -E_{z}(z).$$
(3.11)

Таким образом, задавшись приближенным законом распределения тока I(z), необходимо в (3.9) вместо сосредоточенного стороннего поля $E_{\Lambda}^{c\tau}$ задать такое распределение $E_{z}^{c\tau}(z)$ вдоль оси вибратора, при котором на его поверхности выполняются граничные условия. В этом и заключается сущность метода наведенных ЭДС.

Имея в виду соотношения (3.9) и (3.11), записываем математическую формулировку этого метода:

$$\mathbf{P}_{s} = -\frac{1}{2} \int_{I} E_{z}(z) I^{*}(z) dz. \qquad (3.12)$$

Величина E_z может быть определена на основании общего выражения для напряженности электрического поля (2.8) по формулам, имеющимся в [2].

Constant Section

Рассмотрим два связанных вибратора (рис. 3.5), и пусть по ним текут синусоидальные токи (изменение закона распределения тока в одном из вибраторов под действием поля второго вибратора не учитывается). Очевидно, что при этом на поверхности виб-



Рис. 3.5

ратора 1 (также и на поверхности вибратора 2) должны существовать тангенциальные составляющие: E_{211} , составляющая собственного поля, создаваемая текущим по вибратору 1 током $I_1(z)$, и составляющая E_{212} , создаваемая током, текущим по вибратору 2 $I_2(z)$.

́Для выполнения граничных условий на поверхности вибратора I необходимо, чтобы $E_{z11}^{ct} + E_{z12}^{ct} = -E_{z11} - E_{z12}$.

На основании (3.9) можно записать

$$P_{S1} = P_{S11} + P_{S_{12}} = \frac{1}{2} \int_{I} E_{z_{11}}(z) I_{1}^{*}(z) dz - \frac{1}{2} \int_{I} E_{z_{12}}(z) I_{2}^{*}(z) dz, \quad (3.13)$$

где P_{s1} — полная мощность, отбираемая вибратором 1 от включенного в него генератора; P_{s11} — мощность, расходуемая генератором 1 на создание распределенной составляющей собственного стороннего поля $E_{z11}^{c\tau}$; P_{s12} — мощность, расходуемая генератором 1 под влиянием поля вибратора 2, необходимая для создания составляющей $E_{z12}^{c\tau}$, компенсирующей поле, наведенное током этого вибратора.

На основании (3.10) можно записать

$$P_{S11} = I_{n1} I_{n11}^* Z_{11}/2; \quad P_{S12} = I_{n1} I_{n1}^* Z_{12}^{HaB}/2, \quad (3.14)$$

гле $I_{\rm H1}$ — амплитуда тока в пучности тока вибратора 1; $Z_{\rm H1}$ — собственное комплексное сопротивление выбратора 1, отнесенное к пучности тока (индекс « Σ » опускаем); $\overline{Z}_{12}^{\rm HaB}$ — комплексное сопротивление, наведенное (вносимое) полем вибратора 2, отнесенное к току в пучности $I_{\rm n1}$. Из (3.12) и (3.14) следует, что

$$\underline{Z}_{11} = -\frac{1}{I_{n1}I_{n1}^{*}} \int_{I} E_{z11}I_{z1}^{*}(z)dz; \qquad (3.15)$$

$$\underline{Z}_{12} = -\frac{1}{I_{n1}I_{n1}^{*}} \int_{C} E_{z12} I_{z1}^{*}(z) dz, \qquad (3.16)$$

гле $I(z) = I_n \sin k(l-z)$ — функция распределения тока. Аналогичные формулы получаются для сопротивления Z_{21} , наведенного полем вибратора 2 на вибратор 1.



В результате интегрирования выражения (3.15) [носле подстановки соответствующих выражений для E_{z11} и $I_1(z)$] получаются громоздкие формулы, имеющиеся в [3] для составляющих комплексного сопротивления R₁₁ и X₁₁. При этом формула для R₁₁ полностью совпадает с формулой для $R_{\Sigma n}$, определенной метолом вектора Пойнтинга (см. § 2.4). Формула для реактивной составляюшей X_{11} метолом вектора Пойнтинга найдена быть не может, так как в этом методе интегрирование производится не по поверхности вибратора, как в (3.15), а по поверхности большой сферы в дальней зоне поля вибратора. Составляющая X₁₁ (ее часто обозначают X_{Σ_n}) является функцией l/λ и a/λ . Однако точное значение Хи, полученное методом наведенных ЭДС, имеет место только в предельном случае при *а/λ*→0. Оказывается, что при *l/i*=0,25 (полуволновый вибратор) и а/л -> 0 комплексное сопротивление вибратора Z₁₁=73,1+i42,5 Ом, т. е. точно совпадает с результатами строгого метода расчета Z_{вх} (см. § 2.5).

Навеленное сопротивление рассчитывать значительно проше в частном случае, когда связанные вибраторы (рис. 3.6) имеют одинаковую длину, оси их параллельны и токи в них имеют одинаковые величину и фазу. Очевидно, что в этом случае сопротивление, наведенное вибратором 1 на вибратор 2, равно сопротивлению, наведенному вибратором 2 на вибратор 1. В этом частном случае наведенное сопротивление называется взаимным (Z_{12}). При известном взаимном сопротивлении двух вибраторов нетрудно рассчитать наведенное сопротивление, если задано соотношение токов в вибраторах.

Взаимное сопротивление является функцией величин l/λ , d/λ и h/λ , т. е. определяется исключительно электрическими размерами. Таблицы для определения активной составляющей R_{12} взаимного сопротивления полуволновых вибраторов рассчитаны А. А. Пистолькорсом в 1928 г., а для реактивной составляющей X_{12} — В. В. Татариновым в 1936 г.

Подробные данные для расчета R_{12} и X_{12} различных вибраторов имеются в [3, 5]. График зависимости R_{12} и X_{12} от d/λ при $l \lambda = 0,25$ и $h/\lambda = 0,5$ представлен на рис. 3.7. При $d/\lambda = 0$ на графиках при любых l/λ и h/λ получаются значения собственных сопронивлений R_{11} и X_{11} .

Наведенное и взаимное сопротивления связаны простыми соотношениями

$$\frac{Z_{12}}{I_2} = \frac{Z_{12}}{I_2} I_2 / I_1 = \frac{Z_{12}}{I_2} q \exp(i\psi); \qquad (3.17)$$

$$\underline{Z}_{21}^{\text{Hab}} = \underline{Z}_{21} I_1 / I_2 = (\underline{Z}_{12} / q) \exp\left(-\operatorname{i} \phi\right). \tag{3.18}$$

Полное сопротивление каждого из связанных вибраторов может быть определено из очевидных соотношений

$$Z_{1}^{\text{полн}} = Z_{11} + Z_{12} q \exp(i\psi);$$

$$Z_{2}^{\text{полн}} = Z_{22} + (Z_{21}/q) \exp(-i\psi),$$

$$(3.19)$$

причем $Z_{12} = Z_{21}$.

В настоящее время в связи с развитнем строгих методов расчета распределения тока в связанных вибраторах, базирующихся на использовании ЭВМ (см. § 2.2, 3.4), метод наведенных ЭДС может иметь лишь ограниченное применение. Им пелесообразно пользоваться ири небольшом числе весьма тонких и коротких $(l/\lambda < 0,3)$ вибраторов. Однако расчет взаимных сопротивлений этим методом не потерял своего значения, так как входит составной частью в более строгий метод расчета — обобщенный метод наведенных ЭДС (см. § 3.4).

3.3. РАСЧЕТ ТОКА В ПАССИВНЫХ ВИБРАТОРАХ

Пассивные вибраторы широко применяют для создания однонаправленного излучения в качестве рефлекторов и директоров.

Чтобы вибратор играл роль рефлектора или директора, ток в нем должен иметь определенные величину и фазу по отношению Рис. 3.8



к току в активном вибраторе (в идеальном случае при расстоянии между вибраторами $d = \lambda/4$ должны выполняться условия q = 1 и $\psi = \pm \pi/2$).

Величины q и ф для пассивного вибратора зависят от расстояния между пассивным и активным вибраторами и от величин активного и реактивного сопротивлений пассивного вибратора. Эти величины можно регулировать, изменяя реактивное сопротивление пассивного вибратора.

Заменим два связанных симметричных вибратора, из которых олин пассивный с включением в его середину сопротивлением настройки X_{н0} (рис. 3.8, *a*), эквивалентной схемой (рис. 3.8, *б*).

Уравнения Кирхгофа для этой системы имеют вид

 $U_{11} = I_{11} \frac{Z_{11}}{Z_{11}} + I_{11} \frac{Z_{11}}{Z_{12}};$ $0 = I_{112} \frac{Z_{22}}{Z_{22}} + I_{112} \frac{Z_{14}}{Z_{11}} + i I_{112} X_{11}.$

Имея в виду, что $Z_{12}^{\text{нав}} = I_{12}Z_{12}/I_{11}$ и $Z_{21}^{\text{нав}} = I_{11}Z_{21}/I_{12}$, а также что $Z_{12} = Z_{21}$, получаем

$$U_{n1} = I_{n1} Z_{11} + I_{n2} Z_{12}; \quad 0 = I_{n2} Z_{22} + I_{n1} Z_{12} + i I_{n2} X_{n}. \quad (3.20); \quad (3.21)$$

Здесь U_{c1} — напряжение в пучности напряжения вибратора; I_{n1} и I_{n2} — токи в пучностях токов вибраторов 1 и 2 соответственно; Z_{12} — взанмное сопротивление вибраторов; X_a — реактивное со-противление настройки, включенное в нассивный вибратор и отнесенное к пучности тока.

Можно считать известными ток в активном вибраторе $I_{\pi i}$, а также собственные Z_{11} , Z_{22} и взаимное Z_{12} сопротивления, поскольку относительная длина вибраторов l/λ и относительное расстояние между вибраторами d/λ заданы, задано также сопротивление настройки. Таким образом, в (3.20) и (3.21) неизвестен только ток I_{12} , который определяется из (3.21):

$$I_{ii2} = -\frac{I_{ii1} \frac{Z_{ii2}}{Z_{ii2} + i X_{II}}}{Z_{ii2} + i X_{II}}.$$
(3.22)

Tak kak
$$I_{\pi 2}/I_{\pi 1} = q \exp(i\psi)$$
, to $q \exp(i\psi) = -\frac{R_{12} + iX_{12}}{R_{22} + i(X_{22} + X_{H})}$

Отсюда модуль отношения токов

$$q = \frac{\sqrt{R_{12}^2 + X_{12}^2}}{\sqrt{R_{22}^2 + (X_{22} + X_{\rm H})^2}}.$$
(3.23)

Фаза

 $\psi = \pi + \operatorname{arctg} \left(X_{12} / R_{12} \right) - \operatorname{arctg} \left[\left(X_{22} + X_{H} \right) / R_{22} \right]. \tag{3.24}$

Входящие в (3.23) и (3.24) сопротивления R_{22} , X_{22} , R_{12} , X_{12} и $X_{\rm H}$ отнесены к пучности тока. Сопротивление настройки пересчитывается (в случае короткого вибратора) ко входу вибратора 2 (см. рис. 3.8) по формуле $X_{\rm H0} = X_{\rm H}/\sin^2 kl$.

Интересно отметить, что при $d \rightarrow 0$, $Z_{12} \rightarrow Z_{22}$ и при $X_{H0} = 0$ (короткое замыкание пассивного вибратора) из формул (3.23) и (3.24) имеем q=1 и $\psi=180^{\circ}$. Токи в вибраторах равны по величине и противоположны по фазе — система становится неизлучающей.

В случае пассивного вибратора q и ф взаимозависимы. При изменении X_{н0} меняются одновременно обе величины. Поэтому добиться одновременно требуемых значений q и ф для пассивного вибратора невозможно. Пассивный вибратор обычно настранвают так, чтобы получить максимальный коэффициент защитного действия.

Ток в пассивном рефлекторе должен опережать по фазе ток в активном вибраторе. Анализ (3.24) показывает, что пассивный вибратор играет роль рефлектора в том случае, когда его полное реактивное сопротивление (собственное плюс сопротивление настройки) имеет индуктивный характер. Этот вывод справедлив, если $0,1\lambda \leq d \leq 0,25$.

Ток в пассивном директоре должен отставать по фазе от тока в активном вибраторе. Из анализа (3.24) следует, что для работы нассивного вибратора в режиме директора при $0,1\lambda \leq d \leq 0,25\lambda$ его полное реактивное сопротивление должно быть отрицательным, т. е. иметь емкостной характер.

В диапазонах длинных и средних волн реактивное сопротивление настройки является сосредоточенным (индуктивность, емкость). В декаметровом диапазоне пассивные вибраторы обычно настраивают, включая в середине вибратора настроечное реактивное сопротивление в виде отрезка короткозамкнутой двухпроводной линии, длину которой можно регулировать передвижным короткозамыкателем. В диапазонах метровых и дециметровых волн настроечное сопротивление обычно не применяется. Пассивный вибратор настраивается изменением его длины. Чтобы пассивный вибратор работал в качестве рефлектора, его полная длина долж-

60

на быть несколько больше $\lambda/2$ (входное сопротивление разомкнутой на конце двухпроводной линии, длина которой больше $\lambda/4$, имеет индуктивный характер). Чтобы пассивный вибратор работал в качестве директора, его полная длина должна быть несколько меньше $\lambda/2$. Необходимое удлинение или укорочение определяется расстоянием между вибраторами и их толщиной.

Коэффициент направленного действия вибратора с рефлектором или директором (как и любых двух связанных вибраторов) на основании выражений (2.33) и (3.5) можно рассчитать по формуле ($\theta = 0$ или 180°)

$$D = -\frac{120}{R_{\Sigma\pi}} \left(1 - \cos kl\right)^2 \left[1 + q^2 + 2q \cos \left(\frac{1}{2} - kd\right)\right].$$
(3.25)

Здесь $R_{\Sigma\pi}$ — полное сопротивление излучения активного вибратора (собственное плюс наведенное). Если оба вибратора активные, то под величиной $R_{\Sigma\pi}$ следует подразумевать полное сопротивление излучения (собственное плюс наведенное) впбратора 1 плюс полное сопротивление вибратора 2.

Пользоваться изложенным методом расчета тока в пассивных вибраторах можно, если $l/\lambda \leq 0.3$; при $l/\lambda > 0.3$ следует использовать метод, изложенный в § 3.4.

3.4. ПРИМЕНЕНИЕ ОБОБЩЕННОГО МЕТОДА НАВЕДЕННЫХ ЭДС ДЛЯ РАСЧЕТА ТОКОВ В СВЯЗАННЫХ ВИБРАТОРАХ

Распределение тока даже в весьма тонких связанных выбраторах не является синусоидальным. Оно зависит от толщины вибратора a/λ , от расстояния между вибраторами d/λ , от отношения h/λ (см. рис. 3.6), а также от отношения приложенных к вибраторам напряжений U_1 и U_2 .

Функция распределения тока в каждом из вибраторов может быть найдена решением системы уравнений (число уравнений равио числу вибраторов), каждое из которых аналогично интегральному уравнению (2.13). Данный метод подробно рассматривается в [3, 6].

Задачу определения тока можно упростить, если при решении интегрального уравнения метолом моментов в качестве базненых функций (см. § 2.2) выбрать кусочно-синусоидальные. При этом система линейных алгебраических уравнений, к которой приводится интегральное уравиение, совпадает с системой уравнений Кирхгофа для перекрещивающихся кусочно-синусоидальных распределений тока, рассматриваемых как симметричные вибраторы. Коэффициентами при искомых токах в этих уравнениях являются собственные и взаимные сопротивления вибраторов, определенные методом наведенных ЭДС. Данцый метод называется обобщенным методом наведенных ЭДС [3]. Его применение рассмотрим на примере одного симметричного вибратора.

В случае симметричного вибратора, длина которого не превышает 1,5 λ ($l/\lambda = 0,75$), можно ограничиться всего тремя кусочно-синусондальными распре-





Рис. 3.10

делениями. Таким образом, вибратор представляется в виде системы из трех идентичных независимых друг от друга вибраторов с синусоидальным распределением тока (рис. 3.9). Кривые распределения тока на каждом вибраторе обозначены соответственно цифрами 1, 2, 3. Токи в серединах вибраторов (пучность тока) обозначены I_1 , I_2 , I_3 , причем ввиду симметрии

антенны $I_2 = I_3$. Заменим вибраторы 1 и 2 эквивалентной схемой рис. 3.10 и запишем для нее на основании (3.20) и (3.21) систему уравнений Кирхгофа:

$$U = I_1 Z_{11} + 2I_2 Z_{12}; (3.26)$$

$$D = I_1 Z_{12} + I_2 Z_{22} + I_2 Z_{23}.$$
(3.27)

Здесь Z_{11} , Z_{22} , Z_{12} , Z_{23} — собственные и взаимные сопротивления вибраторов. Коэффициент 2 перед током I_2 в уравнении (3.26) учитывает влияние на вибратор 1 вибраторов 2 и 3. Значения собственных и взаимных сопротивлений можно найти по формулам и графикам [3]. При этом следует иметь в виду, что в соответствии с рис. 3.6 расстояния между осями взаимодействующих вибраторов d следует принять равными радиусу их сечения. Под h подразумевается расстояние между центрами взаимодействующих вибра-

Из (3.27) получаем $I_2 = -I_1 Z_{12} / (Z_{22} + Z_{23})$. Подставляя это выражение вместо I_2 в (3.26), получаем $U = I_1 Z_{11} - 2I_1 Z_{12}^2 / (Z_{22} + Z_{23})$, откуда находим $U I_1 =$ $= Z_{11} - 2Z_{12}^2 / (Z_{22} + Z_{23})$. Учитывая, что ток в точках питания $I_0 = I_0 \sin(kl/2)$, получаем

$$\frac{U_0}{I_0} = Z_{BX} = Z_{11} - \frac{2Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_{23}} - \frac{1}{\sin^2(kl/\lambda)}.$$
(3.28)

Для более точного представления тока можно использовать разбиение вибратора на большее число независимых частей. Можно показать, что такой метод определения тока эквивалентен решению уравнения Халлена методом «сшивания» по точкам, причем «сшивание» производится в центрах независимых вибраторов.

В качестве примера приведем результаты расчета распределения токов в связанных вибраторах. На рис. 3.11 дано распределение тока вдоль вибратора *1*, если вибратор 2 — пассивный. Это распределение значительно отличается от синусоидального. В частности, при *h*≠0 оно несимметрично относительно пентра вибратора.



Рис. 3.11

Совершенно таким же образом стронтся точная теория для системы вибраторов, каждый из которых представляется в виде суперпозиции независимых частей, а также в случае антени, состоящих из большого числа проводов (см. § 12.2).

3.5. ВЛИЯНИЕ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ И БЕСКОНЕЧНО ПРОТЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ РАСПОЛОЖЕННЫХ ВБЛИЗИ НЕЕ АНТЕНН

3.5.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ. МЕТОД ЗЕРКАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Обычно антенны располагаются вблизи поверхности Земли или вблизи каких-либо тел, обладающих свойствами проводников или диэлектриков (вибраторы, установленные на металлических башиях, кораблях, летательных аппаратах, различные типы щелевых антенни и т. п.).

Под действием электромагнитного поля антенны в почве и близко расположенных к антение телах возникают токи проводимости и смещения (вторичные токи). Полное поле представляет собой результат интерференции первичного поля, излученного антенной, и вторичного (дифрагированного), создаваемого вторичными токами.

Поскольку в результате действия вторичных токов изменяются величина и распределение электромагнитного поля во всех точках окружающего антенну пространства, то изменяется ДН антенны, ее сопротивление излучения и входное сопротивление. Если расположенные вблизи антенны тела не являются идеальными проводниками (например, почва) и идеальными диэлектриками, то возникновение в них токов приводит к потерям энергии и уменьшению КПД антенны.

Полное (суммарное) поле должно, во-первых, удовлетворять уравнениям Максвелла, во-вторых, граничным условиям на поверхности данного тела и, в-третьих, условню излучения. Нахождение этого поля в случае тела произвольной формы, обладающего свойствами проводника и диэлектрика, крайне затруднительно. В ряде случаев для упрощения анализа данное тело может быть заменено телом правильной геометрической формы (шар, цилиндр, диск и т. д. [3, 6]). Задача еще более упрощается, если данное тело заменить бесконечно протяженной и идеально проводящей плоскостью. Так, например, иногда поступают для приближенного учета влияния земли на излучение расположенных вблизи нее антенн (в диапазонах сверхдлинных, длинных и



Рис. 3.12

средних волн), а также в случае электрического или магнитного вибратора (щели), расположенного вблизи металлического экрана, размеры которого значительно превосходят длину волны. Решение в этом случае получается весьма просто по *методу зеркальных изображений*. Этот метод позволяет также до некоторой степени учесть влияние параметров реальной почвы на характеристики антени (см. § 12.1).

Сущность метода зеркальных изображений применительно к антеннам состоит в том, что при определении электромагнитного поля, создаваемого вибратором, помещенным над бесконечно протяженной и идеально проводящей плоскостью, исключаются из рассмотрения вторичные токи введением фиктивного вибратора, являющегося зеркальным изображением действительного вибратора.

Зеркальный излучатель располагается на продолжении нормали, соединяющей действительный вибратор с проводящей плоскостью, по другую сторону этой плоскости на расстоянии *h*, равном расстоянию действительного излучателя от проводящей поверхности (рис. 3.12). Амплитуда тока в зеркальном вибраторе равна амплитуде тока в действительном вибраторе, а фаза тока зависит от ориентировки действительного вибратора относительно проводящей плоскости.

Результирующее электромагнитное поле, создаваемое реальным излучателем и его зеркальным изображением, точно так же, как и результирующее электромагнитное поле, создаваемое излучателем и токами, текущими по проводящей поверхности, удовлетворяет граничным условиям на этой поверхности. Этого достаточно, чтобы утвержлать, что в любой точке первого полупространства фиктивный (зеркальный) вибратор создает точно такое же поле, как и реальные токи, текущие по идеально проводящей поверхности, и что, следовательно, замена действия вторичных токов действием зеркального изображения правомерна.

Рассмотрим некоторые примеры. Внесем в поле электрического вибратора бесконечно протяженную и идеально проводящую плоскость так, чтобы вибратор был горизонтален по отношению к





этой плоскости и расстояние между ним и плоскостью равнялось h(рис. 3.13,a). Электромагнитное поле вибратора не удовлетворяет граничным условиям на этой плоскости. В точке P вектор Е поля вибратора можно разложить на две составляющие — горизонтальную E_r и вертикальную $E_в$. Поместим в полупространстве II на расстоянии h от плоскости горизонтальный вибратор 2, ток в котором по величине равен току в вибраторе 1, но противоположен по направлению. Вектор Е' поля вибратора 2 в той же точке Pразложим на две составляющие E_r' и $E_{в'}$. Составляющая E_r' равна но величине и противоположиа по направлению составляющей E_r , п поэтому граничные условия удовлетворяются. Для вертикального электрического вибратора (рис. 3.13, δ) на основании аналогичных рассуждений приходим к выводу, что токи в вибраторах 1 и 2 (зеркальное изображение вибратора 1) должны быть равны по величние и по фазе.

Текже могут быть найдены зеркальные изображения магнитных вибраторов. При этом оказывается, что магнитный ток в зеркальном изображении горизонтального магнитного вибратора равен по величине и по фазе магнитному току в действительном вибраторе. Ток в зеркальном изображении вертикального магнитного вибратора (горизонтальная рамка) равен по величине магнитновибратора (горизонтальная рамка) равен по величине магнитному току в действительном вибраторе, но по направлению они противоположны. Сложные антенны при построении их зеркальных изображений могут быть разложены на элементарные вибраторы.

3.5.2. ИЗЛУЧЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НАД ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ И БЕСКОНЕЧНО ПРОТЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В вертикальной плоскости, перпендикулярной оси горизонтального вибратора, находящегося на высоте h над пдеально проводящей плоскостью (рис. 3.14), поле вибратора имеет нормальную (горизонтальную) поляризацию E_{\perp} . На основащии метода зеркальных изображений заменяем идеально проводящую плоскость зеркальным вибратором и получаем два связанных противофазных вибратора, находящихся на расстоянии 2h друг от друга. Для расчета поля этой системы вибраторов применим формулу (3.5). Учитывая, что q = 1 и $\psi = 180^\circ$, получаем

$$E_{\perp} = \frac{120I_{\pi}}{r} (1 - \cos kl) \sin (kh \sin \Delta), \qquad (3.29)$$

где \— угол между перпендикуляром к осн вибратора (горнзонтальной плоскостью) и направлением на точку наблюдения. После циий множитель в этом выражении — это множитель системы (иногда его называют множитель земли).

Направления максимального излучения (угол Δ_{max}) определяют из выражения

$$\sin \Delta_{max} = (2n+1)\lambda/4h, \tag{3.30}$$

где n=0, 1, 2, 3, ... (при этом множитель системы равен единице). Направления, влоль которых излучение отсутствует, определяются выражением sin $\Delta_{min} = n\lambda/2h$. Поле максимально в тех направлениях, в которых прямое (первичное, т. е. создаваемое самим вибратором) и вторичное (отраженное от проводящей поверхности) поля складываются в фазе. Поле минимально в тех направлениях, в которых прямое и отраженное поля складываются в противофазе. При $\Delta = 0^{\circ}$ излучение отсутствует, т. е. горизонтальный вибратор не излучает вдоль поверхности земли (точнее, вдоль идеально проводящей плоскости). Из-за влияния идеально прово-

Лящей плоскости напряженность поля в направлении максимального излучения удваивается по сравнению с полем вибратора, нахолящегося в свободном пространстве.

Из рис. 3.15 видно, что при увеличении высоты подвеса угол максимального излучения уменьшается (максимум излучения «прижимается» к горизонтальной плоскости), ДН становится уже. Однако при $h/\lambda \ge 0,5$ появляются боковые лепестки, число которых растет при дальнейшем увеличении h/λ и на-5*



66





правленные свойства ухудшаются. Применяя метод зеркальных изображений к расчету поля вертикального симметричного вибратора (рис. 3.16, *a*, *b*) и полагая в формуле (3.4) q=1 и $\psi=0$, получаем

$$f(\Delta) = \frac{\cos(kl\sin\Delta) - \cos kl}{\cos\Delta} \cos(kh\sin\Delta). \tag{3.31}$$

Первый множитель в (3.31) представляет собой характеристику направленности симметричного вибратора в своболном пространстве; множитель соs ($kh \sin \Delta$) — множитель системы («множитель земли»).

Первый максимум ДН получается при $\Delta = 0$ (рис. 3.17). При этом $\cos(kh \sin \Delta) = 1$; характеристика направленности одного виб-



ратора также максимальна при $\Delta=0^{\circ}$, если $l/\lambda \leqslant 0.7$. С увеличением h/λ растет количество ленестков.

Определение входного сопротивления вибратора, находящегося над идеально проводящей и бесконечно протяженной поверхностью сводится к расчету входного сопротивления связанного вибратора (см. § 3.2). В этом случае расстоя-



ние между связанными вибраторами равно 2h (см. рис. 3.14), токи в вибраторах равны по величине (q=1) и либо находятся в фазе (вертикальный вибратор), либо в противофазе (горизонтальный вибратор).

В диапазонах декаметровых, метровых и дениметровых воли для придания вибратору однонаправленных свойстя часто примеизют апериодические рефлекторы. При правизьно выбранных размерах такого рефлектора его действие слабо зависит от частоты. Лиериодический рефлектор представляет собой металлическую прямоугольную или круглую пластину (экрап), устанавливаемую примерно на расстоянии $\lambda/4$ от вибратора (рис. 3.18, a). Иногда силошная металлическая поверхность заменяется сеткой проволов, расположенных параллельно оси вибратора. Линейные размеры экрана обычно несколько превосходят длину вибратора. Благодаря консчным размерам экрана излучение в заднее полупространство II устраняется не полностью. Определение ДН и входного сопротивления такого вибратора является довольно сложной дифракционной задачей [6]. Приближенно ДН в переднем полупространстве может быть получена методом зеркального изображения. При этом рефлектор считается бесконечно протяженным и заменяется фиктивным (зеркальным) вноратором 2 (рис. 3.18, б), ваходящимся на расстоянии 2d от действительного вибратора 1 и возбужденным током $I_2 = I_1 \exp(i 180^2)$, где I_1 — ток в реальном вибраторе.

Формулы для расчета характеристик направленности получаются из (3:4) и (3.5) в предположении q = 1 и $\psi = 180^{\circ}$. Очевилно что в данном случае множитель системы

 $f(\theta) = 2\sin\left(kd\cos\theta\right).$

(3.32)

Коэффициент направленного действия вибратора с апериодическим рефлектором на основании выражений (2.32), (3.5) и (3.32)

$$D = 480 (1 - \cos kl)^2 \sin^2(kd) / R_{\Sigma r}, \qquad (3.33)$$

где $R_{\Sigma n}$ — полное сопротивление излучения вибратора (собственное плюс наведенное зеркальным изображением вибратора).

3.5.3. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ЗАЗЕМЛЕННЫЙ ВИБРАТОР

Несимметричным называется вибратор, у которого одно плечо по размерам или форме отличается от другого. Несимметричный вертикальный заземленный вибратор (рис. 3.19,а) представляет собой вертикальный по отношению к земле или к какой-либо металлической поверхности провод, к нижнему концу которого присосдинен один зажим генератора, другой — к земле¹ или к металлическому телу (корпусу самолета, автомобиля н т. д.). Роль второго плеча вибратора в данном случае играет земля или металлическая поверхность.

Несимметричные вертикальные заземленные вибраторы применяют на километровых и гектометровых, а также на декаметровых и особенно на метровых волнах (автомобильные, самолетные и другие антенны).

Прп расчете характеристик направленности и входных сопротивлений несимметричных вибраторов, применяемых на километровых (длинных) и гектометровых (средних) волнах, землю можно считать идеально проводящей и заменять ее действием зеркального изображения. В случае коротковолновых антени следует учнтывать действительные параметры почвы. В случае идеально проволящей земли замена се зеркальным изображением вибратора сволится к переходу от несимметричного вибратора длиной *l* к симметричному вибратору с длиной одного плеча, равной *l* (рис. 3.19,6). При этом токи в обоих вибраторах одинаковы. Поэтому характеристику направленности несимметричного вибратора в вертикальной плоскости можно рассчитать по формуле

$$F(\Delta) = \frac{\cos(kl\sin\Delta) - \cos kl}{(1 - \cos kl)\cos\Delta}.$$
(3.34)

В случае несимметричного вибратора угол Δ может изменяться в пределах $0 \leqslant \Delta \leqslant 180^\circ$. В горизонтальной (экваториальной)



¹ Под «землей» подразумевается какос-либо металлическое тело — металлические листы (обычно оцинкованное железо), стальные трубы, система проводов, закопанное на небольшую глубину в землю.

Рис. 3.20



плоскости вертикальный несимметричный вибратор не обладает направленными свойствами. Если длина несимметричного внбратора не превышает примерно 0,7λ, то он излучает с максимальной интенсивностью в перпендикулярном направлении, т. е. в горизонтальной плоскости (рис. 3.20).

Определяя методом вектора Пойнтинга мощность, излучаемую несимметричным вибратором, интегрирование следует производить по поверхности полусферы. Так как на основании метода зеркальных изображений векторы Пойнтинга ($\Pi = E^2/240\pi$) поля, создаваемого несимметричным вибратором длиной l и симметричным вибратором с длиной одного плеча l, равны (токи в вибраторах одинаковые), то P_{Σ} несимметричного вибратора будет в 2 раза меньше P_{Σ} соответствующего симметричного вибратора. Следовательно, R_{Σ} несимметричного вертикального вибратора в 2 раза меньше R_{Σ} соответствующего симметричного вибратора. Это же относится и ко входным сопротивлениям вибраторов.

В случае коротких вибраторов $(l/\lambda < 0,1)$, что имеет место в диапазоне километровых воли, на основании (2.30) и (2.31) получаем $R_{\Sigma 0} = 10 (kl)^4 / \sin^2 kl$. Так как $kl \ll 1$, то

$$R_{\Sigma 0} = 10 \, (kl)^2 \approx 400 \, (l/\lambda)^2. \tag{3.3.}$$

Реактивная составляющая входного сопротивления $X_{\text{вк}}$ несимметричного вибратора, у которого $l \leq 0,3\lambda$, определяется по формуле $X_{\text{вк}} = X_{\Sigma 0} = -W_{\text{a}} \operatorname{ctg} kl$, где $W_{\text{a}} - волновое$ сопротивление несимметричного вибратора [см. (2.5)]:

$$W_{a} = 60 \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right). \tag{3.36}$$

Действующая длина (высота) несимметричного впбратора

$$l_{\rm a} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1 - \cos kl}{\sin kl}.$$
(3.37)

Если $l < 0,1\lambda$, то площадь тока S_i примерно равна площади прямоугольного треугольника с основанием I_0 и высотой l (см. рис. 1.10,*a*). Тогда $I_0 l/2 = I_0 l_{a}$, откуда $l_{a} = l/2$.

Заменяя в (3.35) І на 21д, получаем

$$R_{\Sigma 0} \approx 1600 \left(l_{\mu} / \lambda \right)^2. \tag{3.38}$$



Приближенный расчет по (3.38) возможен, если *l*≤ (0,2 ... 0,25) λ. Однако если $l>0,1\lambda$, то l_{τ} следует рассчитывать по (3.37). Сопрогивление излучения R_Σ можно увеличить (для уменьшения тока в антенне при заданной мощности P_x) без увеличения длины антенны увеличением la, для чего следует сделать распределение тока по вибратору более равномерным. Этого можно достичь, нагрузив вибратор на его верхнем конце некоторой емкостью, например горизонтальным или наклонным проводом, проволочным диском

(рис. 3.21). Распределение тока по вертикальной *l* и горизонтальной в частям антенны показано па рис. 3.22. При небольшом значении Ціл и хорошо проводящей почве излу-

чение горизоптальной части антенны почти полностью компенсирустся излучением се зеркального изображения.

Для определения величины l_д нагруженного вертикального вибратора заменим его эквивалентным вертикальным вибратором длиной $l_a = l + b_a$ (рис. 3.23) так, чтобы распределение тока на участках І обоих вибраторов было одинаковым. Для этого входные сопротивления в точке А действительного вибратора (см. рис. 3.22) $X_A = -W_r \operatorname{ctg} kb$ и в точке *В* эквивалентного вибратора $X_B =$ $= -W_{\rm B}$ ctg kb₂, должны быть равны, т. е. $W_{\rm T}$ ctg kb $= W_{\rm B}$ ctg kb₄, где W_г н W_в -- соответственно волновое сопротивление горизонтального и вертикального проводов; b, — эквивалентное удлинение, определяемое из выражения



Здесь величины W_г и W_в рассчитываются приближенно (см. § 2.1).

В случае Т-образной антенны $X_A = -(W_r \operatorname{ctg} kb)/2$. Если размеры нагрузки малы (например, диск), то b, можно найти из выражения $X_c = W_B \operatorname{ctg} kb_B$, где $X_c - \operatorname{емкостное}$ сопротивление нагрузки.

Ток в эквивалентной антение распределен по закону

$$I(z) = I_0 \sin k (l_3 - z), \qquad (3.40)$$

где $l_3 = l + b_3$. Величина l_{π} определяется из равенства

$$I_{\bullet}l_{\pm} = \frac{I_{\bullet}}{\sin k l_{\bullet}} \int_{0}^{l} \sin k \left(l_{\bullet} - z \right) dz.$$

Интегрируя данное выражение, получаем

 $l_n = (\cos kb_2 - \cos kl_2)/k \sin kl_3.$ (3.41)

Если *l*≥0,2λ, то *R*₂ определяют методом вектора Пойштинга. При этом полагают, что ток по вибратору распределен по закону (3.40) и излучает только вертикальная часть вибратора.

Если длина ненагруженного вибратора примерно равна l, нагруженного вибратора, то ДН и сопрозналения излучения этих вибраторов примерно одинаковы. Таким образом, добавление горизонтального провода позволяет уменьшить длину вибратора, не xxyдшая его направленных свойств и не изменяя величины R_{Σ} . Иногда применяют также нагруженные на концах симметричные вибраторы.

Другим способом увеличения действующей высоты вибраторных антени является включение в разрывы илеч вибратора нагрузок, обычно реактивных. Роль нагрузок могут выполнять емкостные связи между торцами разрывов, катушки индуктивности, отрезки короткозамкнутых линий и т. д. Включение подобных нагрузок позволяет изменить нужным образом распределение тока по вибратору и, как следствие, уменьшить размеры антенны, расширить диапазон рабочих частот, улучшить направленные свойства. литенн.

Реактивную составляющую входного сопротивления нагруженного вибратора можно рассчитать по формуле $X_{BX} = W_{BC} tg k(l + l)$ $+b_{3}$). Если $l+b_{3} < \lambda/4$, то $k(l+b_{3}) < \pi/2$ и сопротивление X_{BX} емкостное. Если $l+b_3 > \lambda/4$, то $k(l+b_3) > \pi/2$ и сопротивление X_{BX} индуктивное.

Длину волны λ_0 , при которой $X_{BX} = 0$, называют собственной. Она определяется из условия $2\pi (l+b_3)/\lambda_0 = \pi/2$. При $b_3 = 0$ $\lambda_0 =$ =41.

Обычно стремятся к тому, чтобы $X_{BX} = 0$. При этом ток и напряжение на входе вибратора оказываются в фазе и заданная мощ-

 $\mathbf{72}$


ность достигается при меньшем напряжении на зажимах. Кроме того, при чисто активном входном сопротивлении создаются оптимальные условия для работы генератора. Поэтому, если антенна работает не на волне λ_0 , для настройки антенны в резонане вблизи точек питания последовательно с генератором включают реактивные элементы настройки. Если антенна работает на волне $\lambda_p > \lambda_0$ (λ_p — рабочая

длина волны), то для настройки в резонанс включают индуктивность (режим удлицения — рис. 3.24,*a*). Если $\lambda_p < \lambda_0$, то для цастройки антенны в резонацс включают емкость (режим укорочения — рис. 3.24,*b*). Таким же образом можно настраивать в резонанс симметричные вибраторы.

Собственная длина волны антенны с горизонтальной частью зависит от отношения волновых сопротивлений горизонтальной и вертикальной частей антенны. Коэффициент направленного действия вертикального несимметричного вибратора в случае идеально проводящей и бесконечно протяженной земли в 2 раза больше КНД соответствующего симметричного вибратора.

Глава 4. ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

4.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Для получения высокой направленности излучения, часто требуемой на практике, можно использовать систему слабонаправленных антени, таких как вибраторы, щели, открытые концы волноводов, и других, определенным образом расположенных в пространстве и возбуждаемых токами с требуемым соотношением амплитуд и фаз. В этом случае общая направленность, особенно при большом числе излучателей, определяется в основном габаритными размерами всей системы и в гораздо меньшей стенени — индивидуальными направленными свойствами отдельных излучателей.

К числу таких систем относят антенные решетки (AP). Обычно AP называется система идентичных излучающих элементов, одинаково ориентированных в пространстве и расположенных по определенному закону. В зависимости от расположения элементов различают линейные, поверхностные и объемные решетки, среди которых нанболее распространены прямолинейные и плоские AP. Иногда излучающие элементы располагаются по дуге окружности или на криволинейных поверхностях, совпадающих с формой объекта, на котором расположена AP (конформная AP). Простейшей является линейная АР, в которой излучающие элементы располагаются вдоль прямой, называемой осью решетки, на равных расстояниях друг от друга (эквидистентная АР). Расстояние d между фазовыми центрами излучателей называют шагом решетки. Линейная АР помимо самостоятельного значения является часто основой при анализе других типов АР.

4.2. ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ АР

Рассмотрим эквидистантную линейную AP, элементы которой расположены вдоль осн z (рис. 4.1). Предноложим, что решетка состоит из нечетного числа излучателей N=2M+1, причем центральный элемент распо-





ложен в начале координат, а положение *n*-го элемента характеризуется координатой $z_n = nd$. Комплексную амплитуду тока в *n*-м излучателе (n = -M, ..., 0, ..., M) обозначим $I_n = I_n \exp(i\psi_n)$, где I_n — амплитуда; ψ_n — фаза тока. Предноложение, что число излучателей нечетно, введенное для упрощения апализа, не является принципиальным. Все полученные ниже соотношения остаются справедливыми при четном числе излучателей N = 2M.

Так же как при определении суммарного поля системы из двух излучателей (см. § 3.1), считаем, что все направления на точку наблюдения P, находящуюся в дальней зоне, параллельны между собой (размеры AP малы по сравнению с расстоянием до точки наблюдения). Поэтому угловое положение точки наблюдения в системе координат. связанной с *n*-м элементом. характеризуется теми же углами (θ , ϕ), что и для центрального элемента, находящегося в точке О. а разность расстояний (разность хода) от двух соссыних элементов до точки наблюдения $\Delta r = d \cos \theta$ (угол θ отсчитывается от оси AP, см. рис. 4.1).

В общем случае излучающие элементы создают в точке наблюдения поле, характеризуемое двумя компонентами E_{θ} и E_{ϕ} . Представим компоненту E_{θ} , созданную центральным элементом (n=0) В дальней зоне, в виде

$$E_{9}^{(0)} = A_{\theta} I_{0}^{(0)}(\theta, \varphi) \exp\left(-\frac{\mathrm{i} kr}{r}\right)/r,$$

где A_{θ} — множитель, определяемый типом излучателя; $\overline{f}_{\theta}^{(0)}(\theta, \varphi)$ — комплексная ДН излучающего элемента по соответствующей ком-

поненте поля. При определении поля, созданного *n*-м излучателем, необходимо учитывать ток в данном элементе и разность хода по сравнению с центральным элементом $\Delta r_n = n \Delta r$, влияющую на фазу поля (см. § 3.1):

$$E_{\theta}^{(n)} = A_{\theta} I_{\rho} I_{\theta}^{(0)}(\mathbf{0}, \varphi) \exp(\mathrm{i} nk\Delta r) \exp(-\mathrm{i} kr)_{l} r.$$

Суммарная компонента, созданиая всеми элементами АР,

$$E_{\theta} = A_{\theta} \tilde{j}_{\theta}^{(0)} \left[\sum_{n=-M}^{M} \dot{l}_{n} \exp\left(i \ nk\Delta r\right) \right] \exp\left(-i \ kr\right)/r.$$
(4.1)

Для компоненты Е_ф получим аналогично

$$E_{\varphi}' = A_{\varphi} \widetilde{I}_{\varphi}^{(0)} \left[\sum_{n=-M}^{M} \dot{I}_{n} \exp\left(i \ nk\Delta r\right) \right] \exp\left(-i \ kr\right) / r.$$
(4.2)

Из выражений (4.1) и (4.2) видно, что результирующая ДН для любой из компонент может быть представлена в виде (опуская индексы, соответствующие различным компонентам)

$$\widetilde{j}(\boldsymbol{\theta}, \varphi) = \widetilde{j}_{\boldsymbol{\theta}}(\boldsymbol{\theta}, \varphi) \left[\sum_{n=-M}^{M} \widetilde{l}_{n} \exp\left(\mathrm{i} \, nk\Delta r\right) \right] = \widetilde{j}_{\boldsymbol{\theta}} \widetilde{j}_{\boldsymbol{c}}, \qquad (4.3)$$

где \tilde{f}_0 — комплексиая ДН элемента, а множитель

$$\tilde{j}_{\mathbf{c}} = \sum_{n=-M}^{M} \tilde{l}_{n} \exp\left(\mathrm{i} \, nk\Delta r\right) = f_{\mathbf{c}} \exp\left(\mathrm{i} \, \psi_{\mathbf{c}}\right) \tag{4.4}$$

носит название множителя системы (множителя решетки); ψ_c — фазовая характеристика множителя системы; $f_c = |\tilde{f}_c|$ — амплитудный множитель системы.

Рассмотрим смысл множителя системы \tilde{f}_c . Предположим, что элементы решетки ненаправлены, т. е. \tilde{f}_0 =1. Тогда из (4.3) видио, что множитель системы характеризует ДН решетки из ненаправленных элементов, возбуждаемых теми же токами \tilde{l}_n , что и элементы исследуемой АР. На основании (4.3) может быть сформулировано общее правило умножения диаграмм направленности: ДН решетки представляет собой произведение ДН одного элемента данной системы на множитель системы. Правило умножения значительно облегчает анализ АР с самыми разными излучателями, так как множитель системы не зависит от типа излучающих элементов и одинаков для любой компоненты поля. Обратим внимание на то, что для липейной АР множитель \tilde{f}_c (4.4) зависит только от угла θ и не зависит от угла φ . Поэтому зависимость результирующей ДН от угла φ повторяет зависимость от φ ДН одного элемента.

4.3. ЛИНЕЙНЫЕ АР С РАВНОАМПЛИТУДНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ И ЛИНЕЙНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ФАЗЫ

4.3.1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Полагаем, что комплексная амплитуда тока в n-м излучателе $I_n = I \exp(-in\psi)$, (4.5)

т. е. токи во всех элементах равны по амплитуде, а фаза тока в каждом из элементов отстает от фазы в предыдущем на величину у (линейный, или прогрессивный, закон изменения фазы, рис. 4.2). Заметим, что вопрос практической реализации требуемого распределения токов достаточно сложен, в частности из-за эффекта взаимной связи, неодинаковой для центрального и крайних элементов. При настоящем анализе полагается, что токи в элементах решетки известны с учетом эффекта взаимной связи и ДН одного элемента в решетке остается такой же, как в случае уединенного излучателя. В качествс элементов для простоты рассмотрим ненаправленные излучатели, поэтому при расчете ДН достаточно ограничиться анализом множителя системы \tilde{f}_c , который имеет вид (несущественный постоянный множитель I опущен)

$$\tilde{j}_{\mathbf{c}} = \sum_{n=-M}^{M} \exp\left[i n \left(k d \cos \theta - \psi\right)\right].$$
(4.6)

Выражение под знаком суммы в (4.6) представляет геометрическую прогрессию из N членов, знаменатель которой $p = \exp [i(kd\cos\theta - \psi)]$, а первый член прогрессии, соответствующий n = -M, определяется как $a_1 = \exp [-iM(kd\cos\theta - \psi)] = p^{-M}$. Используя формулу для суммы геометрической прогрессии $S = = e_1(p^N - 1)/(p-1)$, получаем

$$\tilde{f}_{c} = p^{-M}(p^{N-1})/(p-1) = p^{-M}(p^{N/2}p^{N/2}-p^{N/2}p^{-N/2})/(p^{1/2}p^{1/2}-p^{1/2}p^{-1/2}).$$

Вынесем из числителя дроби $p^{N/2}$, а из знаменателя $p^{1/2}$, получим член $p^{(N-1)/2} = p^{(2M+1-1)/2} = p^M$. Введем обобщенную угловую переменную

$$u = N(kd\cos\theta - \psi)/2 \tag{4.7}$$

и преобразуем оставшуюся дробь с использованием формулы Эйлера:

$$\widetilde{l}_{e} = \frac{p^{N/2} - p^{-N/2}}{p^{1/2} - p^{-1/2}} = \frac{\exp(i u) - \exp(-i u)}{\exp(-i u/N)} = \frac{\sin u}{\sin(u/N)} = \frac{\sin u}{\sin(u/N)} = \frac{\sin (u/N)}{\sin((u/N))} = \frac{\sin (u/N)}{\sin($$



Рис. 4.4

торой обозначим $\theta = \theta_{01}$, он не обратится в нуль. Как видно, фазовый сдвиг между отдельными векторами, равный $kd \cos \theta_{01}$, составляет в этой точке $2\pi N$, отсюда

 $\cos \theta_{0I} = \lambda / N d.$

(4.13)

ную доманую замкнуть результи-

рующим вектором (рис. 4.3), кото-

рый, естественно, будет меньше,

чем в точке А. При дальнейшем

уменьшении угла θ «веер» векто-

ров раскрывается все больше, со-

ответственно результирующий век-

тор становится все меньше, пока

в точке С, угловое положение ко-

Заметим, что условие (4.13) может быть выполнено, если $Nd \ge \lambda$. В противном случае в ДН отсутствуют направления с нулевым излучением. Чем больше произведение Nd (длиннее решетка), тем уже основной лепесток ДН. При $\theta < \theta_{01}$ начинается область формирования боковых лепестков. Максимум первого бокового лепестка получается в точке D. Следует отметить, что в области бокового излучения векторы, соответствующие средним элементам, компенсируют друг друга (рис. 4.3) и суммарный вектор определяется только вкладом элементов, расположенных вблизи краев АР. Поэтому интенсивность боковых лепестков в принципе можно уменьшить, выбрав закон располеделения токов, спадающий к краям решетки.

В точке *E* суммарный вектор опять обращается в нуль. При дальнейшем уменьшении угла в продолжается процесс формирования дальних боковых лепестков. Однако при сравнительно большом *d* возможен случай, когда фазовый сдвит между соседними векторами достигает значения 2*л*, т. е. все векторы опять оказываются расположенными параллельно друг другу и их сумма дает дополнительный главный максимум. Это может иметь место при угле $\theta = \theta_{вттах}$, определяемом соотношением

$$k \mathbf{d} \cos \theta_{\text{BT}max} = 2\pi, \ \theta_{\text{BT}max} = \arccos(\lambda/d).$$
 (4.14)

Из (4.14) видно, что для исключения *дополнительных* (вторичных) главных максимумов в ДН синфазной решетки из изотропных элементов необходимо выбирать

 $d < \lambda. \tag{4.15}$

В точках B', C', D', E' векторные диаграммы имеют аналогичный вид, изменяется только знак фазового сдвига между полями соседних элементов. Для построения ДН необходимо в радиальных направлениях, соответствующих рассмотренным точкам, отложить отрезки, пропорциональные результирующим векторам в каждой точке. Характерный вид подобной диаграммы (в плоскости, прово ходящей через ось решетки) приведен на рис. 4.3. При построении ДН учтена симметрия системы относительно оси решетки и относительно плоскости, перпендикулярной оси. Соответствующая пространственная ДН изображена на рис. 4.4.

Перейдем к более детальному анализу ДН, описываемой выражением (4.12). Направления, в которых излучение отсутствует, определяются из условия $Nkd\cos\theta_{0m}/2=\pm m\pi$, где m=1, 2, ...,причем знак плюс соответствует углам $\theta < \theta_{r\pi}$, а знак минус — углам $\theta > \theta_{r\pi}$. Соответственно получим

$$\cos \theta_{0m} = \pm m \lambda'_l N d. \tag{4.16}$$

При m=1 (4.16) совпадает с полученным ранее (4.13). Если $Nd \gg \lambda$ (реально при $Nd \gg 3\lambda$), то из (4.16), используя формулу $\cos \alpha = \sin (\pi/2 - \alpha) \approx \pi/2 - \alpha$ для углов α , близких к $\pi/2$, получаем $\theta_{cl} \approx (\pi/2 - \lambda/Nd)$. В результате симметрии диаграммы относительно нормали к оси решетки ширина основного лепестка ДН псуровню нулевого излучения

$$\Delta \theta_0 = 2 \left(\theta_{r,r} - \theta_{01} \right) \approx 2\lambda / N d \approx 115^{\circ} \lambda / N d. \tag{4.17}$$

Ширину ДН по половинной мощности можно определить поприближенной формуле

$$\lambda \theta_{0,5} \approx 0.89 \lambda / N d \approx 51^{\circ} \lambda / N d. \tag{4.18}$$

Направления максимумов боковых лепестков приближенно можно найти из условия максимума числителя (4.12), так как знаменатель этого выражения, особенно при большом Nd, меняется значительно медленнее числителя. Отсюда, приравнивая аргумент числителя к значению $\pm (2m+1)\pi/2$, получаем

$$\cos \theta_{max m} = \pm (2m+1)\lambda/2Nd, m=1, 2, \dots$$
 (4.19)

Подставляя значение $\theta = \theta_{max m}$ из (4.19) в (4.12), получаем относительный УБЛ

$$\xi_m = 1 / \left\{ N \left| \sin\left[\frac{(2m+1)\pi}{2N} \right] \right| \right\}.$$
(4.20)

Величина ξ_m максимальна для m=1, с ростом m интенсивность боковых лепестков сначала убывает, затем возрастает. Минимальное значение ξ_m имеет место при аргументе синуса в (4.20), равном $\pm \pi/2$. Угловое положение этих лепестков можно определить, приравняв аргумент синуса в знаменателе (4.12) к $\pi/2$, откуда получим сов $\theta=\pm \lambda/2d$. Ясно, что для исключения возрастания уровня боковых лепестков необходимо выполнение условия

 $d \leq \lambda/2. \tag{4.21}$

Условие (4.21) предъявляет более жесткие требования к шагу решетки, чем (4.15), при котором отсутствуют дополнительные главные максимумы.

8E

При большом значении N (N≥10) можно получить для первых боковых лепестков приближенную формулу

 $\xi_m = 2/[\pi (2m+1)].$ (4.22)

Из (4.22) имеем, что при m=1 (первый боковой лепесток) ξ_1 = =0.21 (-13.2 дБ) и не зависит от N.

4.3.3. РЕЖИМ НАКЛОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (0< \vert < \vert d)

В этом режиме максимум излучения отклоняется от нормали к оси решетки, причем на такой угол, при котором разность фаз за счет разности хода для отдельных элементов компенсируется сдвигом фаз из-за несинфазности возбуждения. Рассмотрим, например, два соседних элемента с n=0 и 1 (см. рис. 4.1). Разность фаз за счет разности хода для поля элемента с n=1 по отношению к полю центрального элемента составляет $+kd\cos\theta$, а за счет возбуждения фаза его поля отстает на - ф. Компенсация наступает, когда $kd \cos \theta = \psi = 0$, отсюда

 $\cos \theta_{r,a} = \psi/kd.$



(4.23)

Из (4.23) видно, что при возрастании **w** от нуля до kd направление максимума излучения отклоняется от нормали и приближается к оси решетки, т. е. поворачивается в ту же сторону, в которую происходит отставание фазы возбуждения элементов решетки (рис. 4.5). Эффект перемещения направления максимального излучения при изменении фазового сдвига у широко применяется в сканирующих антенных решетках (см. г.л. 10).

Выражение для ДИ в плоскости, проходящей через ось решетки, имеет вид (4.9), причем $f_{c}(\theta_{r,1}) =$ = N, как и в случае синфазного возбуждения. Направления нулей излучения определяются из условия равенства нулю числителя (4.9), τ . e. $N(kd \cos \theta_{0m} - \psi)/2 =$ $=\pm m\pi$. откуда

 $\cos \theta_{0m} = \psi/kd \pm m\lambda/Nd.$ (4.24)

Ближайшим к главному максимуму направлениям нулевого излучения соответствуют углы $\theta_{01} \oplus \theta_{0(-1)}$ (см. рпс. 4.5), причем

 $\theta_{01} = \arccos(\cos \theta_{r,n} + \lambda/Nd); \ \theta_{0(-1)} = \arccos(\cos \theta_{r,n} - \lambda/Nd).$

В отличие от режима нормального излучения нули расположены несимметрично относительно вгл. Ширина ДН по уровню нулевого излучения может быть определена как разность углов $\theta_{0(-1)}$ и θ_{1} , τ . e. $\Delta \theta_{0} = \theta_{0(-1)} - \theta_{01}$.

При малых отклонениях максимума ДН от нормали и №и≫1 степень несимметрии невелика и величина $\Delta \theta_0$ может быть рассчитана по приближенной формуле

$$\Delta \theta_0 \approx 2\lambda / N d \sin \theta_0 \approx 115^{\circ} \lambda / N d \sin \theta_{\rm r.r.}$$
(4.25)

Шприна ДН по половинной мощности при малых отклонениях

(4.26) $\Delta \theta_{u,5} \approx 0.89 \lambda/Nd \sin \theta_{r,r} \approx 51^{\circ} \lambda/Nd \sin \theta_{r,r}$

Из (4.25) и (4.26) видно, что по мере увеличения отклонения ДН от пормали основной лепесток расширяется в 1/sin θ_{cn} раз посравнению со случаем синфазного возбуждения.

Направления максимумов боковых лепестков могут быть найдены из приближенного соотношения

$$\cos^{(0)} = \sqrt{kd \pm (2m+1)/2Nd}.$$
 (4.27)

Опросительный УБЛ определяется выражением (4.20), т. е. так же, как в режиме нормального излучения. Найдем условия, при зовати сосутствуют дополнительные главные максимумы в ретыте наклопного излучения. Как отмечалось в § 4.3.2, указанные между полями лаух соселних элементов достигает 2л. В рассматриваемом случто возможно в таких направлениях $\theta = \theta_{BTmax}$, когда $t^{-1}\cos\theta_{transf} + \psi = \pm 2\pi$, причем знак илюс соответствует появлению то одновно главного максимума в области $\theta < \theta_{rn}$, а минус — в об- $\psi_{kd} = \gamma$, тогда

 $\cos \theta_{k,\tau} = \gamma \pm \lambda/d.$ (4.28)

Чтобы избежать появления вторичных главных максимумов, не-С одимо, чтобы правая часть превышала (по модулю) единицу. Масникальное значение правой части (4.28) соответствует знаку мнаус, поэтому необходимо выполнение условия $(\gamma - \lambda/d) < -1$. Отсюда получаем требование к шагу решетки

(4.29) $d < i/(1-\gamma)$.

Учитывая, что в режиме наклонного излучения $\gamma = \psi/kd = \cos \theta_{rs}$, формулу (4.29) улобнее использовать в виде

$$d < \lambda / (1 + \cos \theta_{r,n}). \tag{4.30}$$

Если помимо отсутствия дополнительных главных максимумов необходимо, чтобы уровень боковых лепестков убывал при удале-6*



нии от главного ленестка, к шагу решетки предъявляется более жесткое требование

 $d \leq \lambda/2 (1 + \cos \theta_{r,a}). \tag{4.31}$

Результаты расчета ДН липейной АР из семи изотропных элементов с шагом $d=0.5\lambda$, возбужденных с фазовым сдвигом $\psi=0$ и $\psi=kd\cos 60^\circ=90^\circ$ приведены на рис. 4.6.

Отметим, что при приближении ф к kd главные лепестки слева и справа от оси решетки сливаются и суммарный главный лепесток ДН приобретает «двугорбый» характер (см. рис. 4.5). Это происходит тем быстрее, чем меньше Nd, т. е. чем шире главные лепестки.

4.3.4. РЕЖИМ ОСЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ц≥kd)

При $\psi = kd$ синфазное сложение полей отдельных элементов осуществляется, как это следует из (4.23), в направлении оси решетки, т. е. $\theta_{\Gamma_1} = 0$. Это режим осевого излучения. Днаграмма направленности в плоскости, проходящей через ось решетки, приобретает вид. изображенный на рис. 4.5. При $\psi > kd$ из (4.23) получаем соз $\theta_{\Gamma_2} > 1$. Это означает, что ни в каком направлении поля не складываются синфазно. Однако при ψ , близких к kd, главный максимум излучения по-прежнему направлен вдоль оси решетки ($\theta_{\Gamma_n} = 0$), поскольку здесь фазовый сдвиг между полями элементов решетки минимален; во всех других направлениях он больше. С увеличением ψ по сравнению с kd угол между векторами на фазовой плоскости в направлении $\theta = 0$, равный $kd - \psi$, приближается к $-2\pi/N$, при котором излучение вдоль оси исчезает. Это про-

Покажем, что возрастание ψ в интервале $kd < \psi < \psi_{\kappa p}$ сопровождается (при одинаковом Nd) сужением основного лепестка ДН и возрастанием уровня боковых лепестков. В режиме осевого излучения ДН может быть рассчитана по общей формуле (4.9), причем в направлении главного максимума

$$V_{e}(\theta_{r,1}) = \sin\left[\frac{N}{2}(kT - \psi)\right] / \sin\left[\frac{1}{2}(kd - \psi)\right].$$
(4.32)

Из (4.32) видно, что при $\psi = kd$, как и ранее, величина $f_c(\theta_{rn}) = = N$. Если $\psi > kd$, то $f_c(\theta_{rn}) < N$. Форма ДН симметрична относительно направления $\theta_{rn} = 0$ (см. рис. 4.5). Положения нулей ДН эпределяются соотношением (4.24), в котором следует использозать только знак минус, поскольку все нули расположены при $9 > \theta_{rn}$. Для первого нуля

 $\cos \theta_{0(-1)} = \psi/kd - \lambda/Nd. \tag{4.33}$

Для длинных решеток в пределах главного лепестка можно считать $\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$. Тогда с учетом симметрии ДН относительпо паправления максимума излучения

$$\Delta \theta_{\mathfrak{o}} = 2 \theta_{\mathfrak{o}(-1)} = 2 \sqrt{2} \sqrt{\lambda/Nd} - \frac{\psi/kd}{1} + 1.$$
(4.34)

При $\psi = kd$

$$\Delta \theta_0 = 2 \sqrt{2} \int \overline{\lambda_i N d} \approx 162^\circ \sqrt{\lambda_i^2 N d}.$$
(4.35)

При $\psi > kd$ основной ленесток ДН сужается (при одном и том же Vd), причем тем сильнее, чем больше ψ . Это продолжается до значения $\psi_{\rm RP} = kd + 2\pi/N$, когда, как видно из (4.34), $\Delta \theta_0 = 0$ и излучечие вперед пропадает.

Положение максимумов боковых лепестков определяется такой же формулей (4.27), как и в режиме наклонного излучения. Однаке относительный уровень их

$$E_{\alpha} = \left| \frac{1}{f_{c}(\theta_{r,n})} \frac{1}{\sin\left[(2m+1)\pi/2\lambda\right]} \right|$$

возрастает, поскольку с увеличением ψ падает величина $f_c(\theta_{r,n})$, эпределяемая (4.32).

Указанные факторы — сужение главного лепестка и увеличение УБЛ — по-разному влияют на КНД. Вначале по мере роста ψ преобладает фактор сужения главного лепестка, вследствие чего КНД возрастает, достнгая максимума в оптимальном режиме ($\psi = \psi_{opt}$). Затем КНД падает из-за возрастания боковых лепестков. Подробнее этот вопрос рассматривается в § 4.7. В оптимальном режиме лри $Nd \gg \lambda$

$$\Delta \theta \approx 118^{\circ} \sqrt{\lambda_i N d}; \quad \Delta \theta_{1.5} \approx 61^{\circ} + \overline{\lambda_i N d}.$$
(4.36)

В оптимальном режиме максимум первого бокового лепестка

$$\mu = 0.33(-10 \text{ gB}).$$
 (4.37)





Отсутствие дополнительного главного максимума в режиме осевого излучения обеспечивается выполнением для шага решетки условия (4.29) при подстановке соответствующего значения у. Убывающий закон изменения УБЛ обеспечивается при шаге решетки, в 2 раза меньшем, т. е. при

 $d \leq \lambda/2(1+\gamma)$. (4.38)

На рис. 4.7 изображены ДН личей ю : АР из четыриалцати изотронных элементов, расположенных с шагом $d=0.25\lambda$ при $\psi=kd$ $\mathbf{H} \psi = \psi_{out}$

Если возбуждение отдельных элементов АР осуществляется бегущей волной (например, с помощью линии интакия), распростраияющенся влоль оси решетки с фазовой скоростью v, то фазовый сдвиг между двумя сосединии элементами $\psi = \beta d$, где $\beta = kc/v$, c = скорость света. Величних с у, числению совпадающую с коэффициентом у= ψ/kd, называют коэффициентом замедления. Подобные АР носят название антени безделей волны (АБВ). Все формулы для АР, полученные выше, справелливы для АБВ, если в них осуществить подстановку $\psi = kdc$ с. В частности, ДН

$$F_{\rm c}(\theta) = -\frac{1}{i_{\rm c}(\theta_{\rm ra})} \sin\left[\frac{\sqrt{kd}}{2} + \cos(\theta_{\rm ra}) + \frac{i_{\rm c}}{2}\right] / \sin\left[\frac{kd}{2} \left(\cos\theta - \frac{c}{2}\right)\right],$$
(4.39)

причем $f_c(\theta_{r,r}) = N$ при $0 \leq c'v < 1$, при $c'v \geq 1$ $f_c(\theta_{r,r})$ определяется (4.32). Режиму нормального излучения соответствует АБВ с бесконечной фазовой скоростью (у=с/v=0), режиму наклонного излучения — АБВ с быстрой волной (у=c/v<1). Главный лепесток 86

антенны с быстрой волной наклонен в сторону движения возбужлающей волны. В режиме осевого нзлучения АБВ должна возбуждаться медленной волной (у= $= c/v \ge 1$).

Все полученные в этой главе соотношения справедливы для АР из абсолютно ненаправленных элементов. При построении конкретных АР необходимо использовать элементы, максимум излучения которых совпадает с Өгл. На рис. 4.8 показаны варианты расположения вибраторных излучателей в АР с пормальным и осевым излучениями. Направленные свойства элементов следует учитывать, умножая их ДН на функцию Fc.



Рис. 4.8

4.4. ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ДН ЛИНЕЙНОЙ АР

Выше рассматривались решетки с равноамплитудным возбуждением элементов, уровень бокового излучения которых в режиме нормального излучения довольно велик (-13,2 дБ). При этом бы-



ло установлено (см. п. 4.3.2), что в направлении боковых лепестков основной вклад в результирующие поле дают крайние элементы решетки. Следовательно, интенсивность боковых ленестков в принципе можно уменьшать, выбирая закон распределения токов, спадающий к краям АР. С другой стороны, полобное распределение токов приводит к раснирению основного лепестка ДН по сравнению с равноамплитудной решеткой такой же длины. Это легко показать с помощью векторных днаграмм на фазовой плоскости.

Рассмотрим синфазный режим, когда поля всех элементов складываются синфазно в направлении нормали к оси решетки независимо от амплитудного распределения, т. е. $\theta_{r,1}=90^\circ$. В направлении первого нуля ($\theta = \theta_{01}$) век-

торная диаграмма для синфазной равноамплитудной решет-ки имдет вид изображенных на рис. 4.3; т. Фле кольку

$$\hat{I}_{T} = \frac{I}{c} \cos\left(\frac{\pi r_{p}}{\sqrt{1-1}}\right) \exp\left(-\frac{i}{T} f_{T}^{d}\right).$$

$$(4.40)$$

Сначала пролнализируем синфазный режим (у=0). Исполь-зуя формулу Эйлера, представляем (4.40) в виде

$$I_{i_{1}} = \frac{I}{2} \exp\left[-\frac{1}{2} \exp\left[-\frac{1}{2} \exp\left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right]\right] + \frac{I}{2} \exp\left[\frac{1}{2} \frac{\pi n}{N} - \frac{1}{2}\right].$$
(4.41)

Первое слагаемое в (4.41) соответствует равноамплитудному Распредственно с линейным запаздыванием фазы от элемента к элементу на величных л/(И--1). Второе слагаемое отличается от первого только знаком фазы. Для расчета ДН можно использо-вать формулу (4.8). В результате

$$i_{\zeta} = \frac{\sin\left[\frac{N}{2} - \left(k_{d}\cos\theta - \frac{\pi}{N-1}\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2} - \left(k_{d}\cos\theta - \frac{\pi}{N-1}\right)\right]} + \frac{\sin\left[\frac{N}{2} - \left(k_{d}\cos\theta + \frac{\pi}{N-1}\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2} - \left(k_{d}\cos\theta + \frac{\pi}{N-1}\right)\right]}$$
(4.42)

Гірі большом числе элементов $N-1 \approx N$. Обозначая $u = \frac{1}{2} \sqrt{kd} \cos \theta \sqrt{2} k$ пормируя функцию (4.42) к ее значению при $\theta = 0$

$$E_{\mathbf{r}} = -\frac{\pi}{4_{\mathbf{r}}} \left\{ \frac{s^{4} \pi (q - \pi/2)}{\sqrt{s_{11}^{4} r_{1}} \left[\frac{1}{N} \left(q - \pi/2 \right)} \right]^{-1} + \frac{\sin \left(q + \pi/2 \right)}{\sqrt{s_{11}^{4} r_{1}} \left[\frac{1}{N} \left(q - \pi/2 \right)} \right]^{-1} + \frac{\sin \left(q + \pi/2 \right)}{\sqrt{s_{11}^{4} r_{1}} \left[\frac{1}{N} \left(q + \pi/2 \right)} \right]^{-1} \right], \quad (4.43)$$

Направления пурей излучения, положения и уровень боковых чепестков могут быть спределены путем анализа функции (4.43) Гюметоду, Приведенному Р. п. 4.62. При Марки инприта основного ленестка ДН

$$\Delta \Theta_{U} = 172^{4} h/V d, \quad \Delta \Theta_{U} = 107^{2} h/V d. \quad (4.44)$$

Относительный уровень первого бокового лепестка $\xi_1 = 0.066$, HAH -21 AD LEMECT 0 -13,2 AD B; CHYING PUBLINGAND HID +0 HIT пределения.).

Для дальшейшего уменьшения боковых лепестков необходимо HCHOID SUBILID DECHDELE. THIS TOKUS, BUTER has the open more the these AN DEIDETKH. II BIDHMED, TO 38 KOHY "ROCHTY C & MELANDON () THAKA HDT A ON CHT PHEE DICTURDET OF OCHO BLAN, MAIR CHOK THE CIT WALLEN 410 11 DOTINB OILOJO XII BEI CIVABI - BOSPACTONINE COMMONDITY - ADI TO HOP K NTARM DEMERKH --- THEP LET K. D CANADY TOURTY GOMPONY TOTOLOGINAR H HA DEPAK THE OF DITATO HE HEDOUTES VETCH. A GRANNAD HOD SHOW HE MAN A prompeted function of (induced the second of the promption of the prompti L N. M. C. M. 1261. 4.11.

Если элементы перавноамплитудных решеток из изотропных HENCHTOB BOBOVIKLEIDICH C AMMORPHIN COBODIN WIGHTOM W. TO MA. менения шонскотящие пор этом с ДН, польбны рассмотренным веле. В честности, если О«пр«ки, го максимум излучений поро-DANHBARTCA B CTODOLY SAMASADIBANNSI CAPP. IPHNOM COS OF- U.bd. При в > kd наступает режим оссвого излучения (От - С). Шаг рещетек при любой амплитулной распределении выбирается, как и Сія равирамплитунцых АР, из условий (4.29) или (4.38).

4.5. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИИ НА ЛН ЛИНЕЙНОЙ РЕШЕТКИ

Выше предполагалось, что токи, возбуждающие элементы АР, сипфазны либо распределение фазы имест линойный жаражтёр. Имению такие фазсные распределения обычно понапрумнтвя ня праклике. Однако из-за петочностей изготовления решетки или изза других факторов фазовое распределение можот очазяться отличным от требуемого. Это отличие (физывае ошнеки) мажет несить систематический или случайный характер. В Даниом нункте рассмотрим влияние систематических ощисов. Вличные соучанные физовых ошибок на ЛП антени принедоно в и 924. Огранниниея случаем, когда фазовые ониноки пропорциональны Первой, второй или третьей сперени исморы излучателя в регистис. exp $\lim_{m \in \mathbb{N}} 2n/(N-1)$ there in $\lim_{n \to \infty} \lim_{n \to \infty} \frac{2n/N}{2n/N}$ ---1)]2} (WEIS JE ATTER WE COLLIE WORKEY, EXP (Margars 12n/(N--1))) (Ky Cy Me-CKER DURICIAN. 3 TOOD Champ, Units, Units - Malyerilla Brand Menter фазовых ошибок ща крано решетки но сратионично с чентижники SUJEN CHTOM.

Пля личейном исходном распределении фазы и линейных фазо-BUX DUNGKON DEST ADTHOVING OF WASUBUR PRO THAT MINA HIMMAN A RING

$$\exp\left[-in(\psi - \Delta \psi)\right], \qquad (4.45)$$

88



где $\Delta \psi = 2\psi_{maxI}/(N-1)$. Из (4.45) видно, что наличие фазовых ошибок не меняет линейного характера фазового распределения, а лишь изменяет результирующий сдвиг фаз между токами в соседних излучателях. При этом остаюнся справедливыми все формулы, полученные ранее для лицейного фазового распределения, если в них вместо ф подставить (ф-Дф). В частности, новое направление максимума излучения 0'т, определяемое из соотношения $\cos \theta'_{r_{1}} = (\psi - \Delta \psi) / kd$,

сместится на некоторый угол До, зависящий от знака фазовой ошибки. Величина $\Delta \theta$ не зависит от вида амплитудного распределения.

При квадратичных и кибических фазовых ошибках аналитические формулы для ДН становятся весьма громоздкими и здесь не приводятся. Элементариая трактовка происходящих при этом процессов может быть дана следующим образом. Пусть исходные токи являются синфазными (ψ=0). В нервом приближении заменим квадратичное распределение фазы двумя линейными (рис. 4.10). Тогда каждую половная литенны можно рассматривать как решетку с линейным фазовым распределением. ДН которой отклоняется в сторону запаздывания фазы. Суммарная ДН булет соответственно расширяться, причем независимо от знака фило 2. При больших ψ_{max2} появляется провал в середние основного ленестка. Точный анализ показывает, что помимо расширения основного депестка ДН при квадратичных фазовых ошноках происходит увеличение УБЛ и исчезновение («заплывание») излей ДН.

Кубические фазовые искажения в первом приближении можно аппроксимировать ломаной линией, каждый из отрезков которой соответствует линейному распределению фазы (рис. 4.11). На рис. 4.11 изображены также ДН каждой из частей решетки с линейным фазовым распределением (с учетом размеров каждой из: частей). Суммарная ДН поворачивается. Кроме того, увеличивается боковое излучение со стороны, в которую поворачивается ма-



Рис. 413

ксимум излучения. Результаты точного расчета ДН при квадратичных и кубических фазовых ошибках представлены на рис. 4.12 и 4.13 соответственно для решетки из семи изотропных излучателей (d=0,5) с равноамплитудным распределением. Степень искажений ДН, вызываемых фазовыми ошибками, снижается при амплитудном распределении, спадающем к краям решетки.

При произвольном законе амплитудно-фазового распределения получение аналитических выражений, описывающих ДН. становится весьма сложной задачей. В этом случае для расчета ДН оказывается более целесообразным непосредственное суммирование полей от каждого элемента по формуле (4.4) с применением ЭВМ.

4.6. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА АР. МОЩНОСТЬ, ИЗЛУЧАЕМАЯ АР

Знание входного сопротивления излучающего элемента в АР необходимо при проектировании системы питания, обеспечивающей требуемое амплитудно-фазовое распределение. Входное сопротивление каждого излучающего элемента ($Z_{\rm Bxn}$) определяется не только его собственной конструкцией, но и взаимным влиянием соседних элементов, которое, в свою очередь, зависит от амплитудно-фазового распределения возбуждающих токов и положения элемента в АР. Для расчета $Z_{\rm Bxn}$ может быть использована формула, аналогичиая (3.19):

$$\underline{Z}_{\mathbf{B}X\,n} = R_{\mathbf{B}X\,n} + \mathrm{i}\,X_{\mathbf{B}X\,n} = \underline{Z}_{nn} + \sum_{m=-M}^{M'} \underline{Z}_{mn}, \qquad (4.46)$$

где Z_{nn} — собственное входное сопротивление *n*-го излучателя; Z_{mn} — наведенное сопротивление, отнесенное к току на входе *n*-го излучателя; штрих нри знаке суммы в (4.46) означает исключение члена с *m=n*. Отметим, что значение собственного входного сопротивления *n*-го излучателя в составе рецетки при строгом расчете должно определяться с учетом влияния всех остальных излучателей в режиме, когда ток на входе этих элементов равен нулю, т. е. в режиме холостого хода. При использовании приближенных методов обычно полагают, что влияние разомкнутых элементов мало, и их вообще исключают из расчета, т. е. считают Z_{nn} равным входному сопротивлению уединенного излучателя. Соответственно в ка-

честве Z_{mn} используют значение наведенного сопротивления без учета всех остальных элементов.

Для вибраторных излучателей методы расчета Z_{вхв} изложены в § 3.2 и 3.4. Расчет входного сопротивления излучателей других тинов встречает значительные сложности, поэтому часто используют экспериментальные данные.

Полная мощность излучения АР может быть найдена как сумма мощностей, излучаемых каждым излучателем:

$$P_{2} = \sum_{n=-M} P_{2,n} = \sum_{n=-M} I_{n}^{2} R_{pq}, 2.$$
(4.47)

4.7. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕИСТВИЯ ЛИНЕПНЫХ АР

Коэффициент направленного действия линейных АР, как и любой антенны, молет быть вычислен по формуле (1.11). Для точного расчета всобходимо знать ДН с учетом направленных свойств одного элемента. Однако в случае достаточно длинных антенн ДН решетки в основном определяется множителем системы. Рассмотрим решетку с произвольным амплитудным распределением токовно закону $I_n = I_n \exp(-in\psi)$ ($I_n > 0$). Для расчета КНД в направлении $\theta = \theta_{rn}$ справедлива формула (см. приложение 3)

$$D = f_{\mathbf{c}}^{2}(\theta_{\mathbf{r},j}) \left[\sum_{n=1}^{M} I_{n}^{2} + 2 \sum_{n=1}^{N-1} \cos n\psi \frac{\sin nkd}{nkd} \left(\sum_{m=-M}^{M-n} I_{m} I_{m+n} \right) \right]^{-1}.$$
(4.48)

Рассмотрим синфазный равноамплитудный режим [$\psi=0, I_n=I$, $f_c(\theta_{\rm FR})=NI$]. Результаты расчета по формуле (4.48) показывают, что практически при любом фиксированном числе излучающих элементов N максимум КНД наблюдается при d=0.92. При дальнейшем увеличении расстояния между элементами КНД падает в связи с появлением (при $d/\lambda=1$) дополнительных главных максимумов. Однако если задана длина решетки L=(N-1)d (для длинных антени L=Nd), то для получения максимума КНД целесообразио выбирать $d/\lambda=0.5$. При таком значении шага уровень боковых лепестков убывает при удалении от направления максимума излучения (см. п. 4.3.2), кроме того, при дальнейшем уменьшении d КНД остается практически неизменным. При $d/\lambda=0.5$, учитывая, что $kd=\pi$, sin nkd=0, из (4.48) получаем

$$D = D_0 = N. \tag{4.49}$$

Этот же результат можно объяснить тем, что для изотропных элементов при $d=\lambda/2$ активная часть взаимных сопротивлений обращается в нуль (см. [2]), поэтому при фиксированном значении P_{Σ} мощность делится поровну между всеми элементами. При этом ток в каждом элементе в 1/1 N раз меньше, чем ток в одном элементе, излучающем ту же мощность P_{Σ} . Суммарное поле в направлении максимума будет превышать поле одного элемента в $N(1, 1, \overline{N}) = 1$ \overline{N} раз, соответственно КНД решетки возрастет в N раз¹.

Для длинных решеток N ≈L/d, поэтому

 $D_0 \approx 2L/\lambda$.

(4.50)

Перейдем к режиму осевого излучения, когда $\psi = kd$. При $d/\lambda = 0.25$ (sin 2nkd=0), что соответствует согласно (4.38) убывающему закону изменения УБЛ, КНД, как и в предыдущем случае, равен N. Однако теперь шаг решетки в 2 раза меньше, так что

$$D = N \approx L/d = 4L/\lambda. \tag{4.51}$$

¹ Отметим, что при фиксированном числе излучателей N формула (4.49) приближенно справедлива и при больших значениях d/λ , когда можно пренебречь эффектом взаимного влияния.

Таким образом, при одной и той же длине антенны L в режиме осевого излучения при $\psi = kd$ значение КНЛ можно получить в 2 раза большее, чем в режиме пормального излучения.

Анализ формулы (4.48) показывает, что при $\psi > kd$ наблюдается сначала дальнейший рост КНД, затем его резкое снижение. Сказанное справедливо при шаге решетки, удовлетворяющем условию (4.38), практически при $d/\lambda = 0.25$. В оптимальном режиме, соответствующем максимуму КНД, при Nd≫λ

$$(\psi/kd)_{op} = 1 + 2.94/Nkd;$$
 (4.52)

$$D = 1,82N \approx 1,82L/d = 7.2L/\lambda. \tag{4.53}$$

Физические причины подобной зависимости КНД от величины ф обсуждались в п. 4.3.4. Здесь только отметим, что формулу (4.52) часто упрощают, полагая 2.94 ал, тогда для длинных антенн

$$(\psi/kd)_{opt} \approx 1 \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2Nd} \approx 1 \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2L}.$$
(4.54)

При этом фазовый сдвиг между полями двух соседних элементов в направлении θ_{гл}=0 составляет -π/N; соответственно поля крайних элементов отличаются друг от друга по фазе на л. Для АБВ оптимальный коэффициент замедления определяется соотношением, аналогичным (4.54), т. е.

$$(c/v)_{opt} = \gamma_{opt} \approx 1 + \lambda/2L. \tag{4.55}$$

Общий вид поведения КНД равноамилитулной АР в зависимости от $\gamma = \psi/kd$ при $d = 0.25\lambda$ представлен графиком на рис. 4.14. Обратим внимание на практически постоянное значение КНД на начальном участке графика, т. е. в режиме наклонного излучения. Это объясияется тем, что расширение главного лепестка при его отклонении от нормали компенсируется уменьшением телесного угла, занимаемого этим лепестком, поскольку он приобретает в пространстве воронкообразную форму (см. рис. 4.5).

Перейден тенерь к амплитудным распределениям, спадающим к краям решетки. В синфазном режиме (ф=0) при d=0,5 к из (4.48) получим

$$D = \left(\sum_{n=-M}^{M} I_n\right)^2 / \sum_{n=-M}^{M} I_n^2.$$
(4.56)

Из сравнения с (4.49) имеем

$$D_{i}D_{0} = \left(\sum_{n=-M}^{M} I_{n}\right)^{2} / N\left(\sum_{n=-M}^{M} I_{n}^{2}\right) \leq 1.$$

$$(4.57)$$

Отношение (4.57) может быть названо коэффициентом использования линейной AP (v), который учитывает снижение КНД при спа-94

зающем амплитудном распределенип по сравнению с синфазным равноамплитудным возбуждением. При известном коэффициенте v

 $D = v D_0 = v (2L/\lambda)$. (4.58)

В частном случае при косинусоидальном амплитулном распределении в синфазном режиме ($\psi = 0$) для длинных антенн v=0.81. Для этого амплитудного распределения зависимость КНД от величины у= $=\psi/kd$, справедливая при шаге d. определяемом (4.38), приведена на рис. 4.14 (штриховая линия). Kaĸ. видно, при конусоидальном амплитулном распределении также существует оптимальный



режим, причем значение оптимального замедления больше, чем при равноамплитудном возбуждении. Больше оказывается и значение КНД в оптимальном режиме при косинусоидальном распрелелении. Объясняется это тем, что, как и в равноамплитудных решетках, по мере роста ψ при $\psi > kd$ одновременно происходят два процесса — сужение главного лепестка и возрастание относительпого уровня боковых лепестков. Однако из-за спадания амплитуды токов к краям решетки фактор сужения главного лепестка при возрастании у дольше оказывает преобладающее действие. Для других амплитудных распределений, более резко спадающих к краым, например, но закону $I_{5} = I \cos^{2} \left[\pi n I (N-1) \right]$, эффект возрастания КНД в оптимальном режиме проявляется еще сильнее.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Линейные решетки с равноамилитудным возбуждением имеют максимальное значение КНД по сравнению с другими типами распределений в режиме пормального излучения. В режиме осевого излучения больнии КНД имеют решетки с неравномерным амплитудным распрелелением, спадающим к краям. Однако использование последнего преимущества связано с определенными трудностями, обусловленными ростом «реактивности» антенны (см. п. 5.6.2).

В заключение отметим, что как квадратичные, так и кубические фазовые онибки приводят к снижению КНД. Степень снижения КНД зависит от значения ошибки, а также от типа амплитудного распределения. Если амплитудное распределение спадает к краям решетки, то влияние фазовых ошибок уменьшается, так как снижается вклад в результирующее поле от наиболее расфазированных крайних элементов.

4.8. ПОНЯТИЕ О НЕПРЕРЫВНОМ ЛИНЕЙНОМ ИЗЛУЧАТЕЛЕ

Непрерывный линейный излучатель можно рассматривать как предельный случай линейной АР (см. рис. 4.1), если число элементов стремится к бесконечности, а шаг решетки *d*—к нулю. Теория непрерывных линейных излучателей широко используется как для расчета конкретных антени (например, провода с током), так и для анализа более сложных систем, например излучающих поверхностей (см. гл. 5).

Расчет множителя системы непрерывного лицейного излучателя длиной *L* может быть осуществлен по формуле (4.4), если в ней суммирование заменить интегрированием по длине излучателя:

$$\tilde{i}_{c} = \int_{-1/2}^{L/2} \tilde{i}(z) \exp(i kz \cos \theta) dz, \qquad (4.59)$$

тде $i(z) = l(z) \exp [i\psi(z)] - \phi упкция, описывающая амплитудно$ фазовое распределение; <math>I(z) = |i(z)|; $z \cos \theta$ — разность хода для элемента, характеризуемого координатой z, по сравнению с центральным элементом. Однако значительно проще использовать полученные ранее выражения для \tilde{f}_c линейных AP, полагая в них $N \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$, но так, что Nd = const = L. Для синфазного равноамплитудного распределения $[I(z)=I, \psi(z)=0]$ формула (4.12) примет для непрерывного линейного излучателя следующий вид:

 $F_{\rm c} = \sin u/u, \tag{4.60}$

где $u = kL \cos \theta/2$. При получении (4.60) учтено, что в знаменателе (4.12) из-за малости аргумента ($d \rightarrow 0$) можно положить sin $x \approx x$. .Для оценки $\Delta \theta_0$, $\Delta \Phi_{0.5}$ и ξ_m остаются справедливыми все формулы, полученные в п. 4.3.2 для дискретных AP, при замене Nd на L.

Для синфазного косинусондального амплитудного распределения $[I(z) = I \cos(\pi z/L), \psi(z) = 0]$ выражение для F_c получаем из (4.43), используя соотношение sin $(x \pm \pi/2) = \pm \cos x$:

$$F_{\rm c} = \frac{\pi^2}{4} \frac{\cos u}{(\pi \ 2)^2 - u^2}.$$
(4.61)

Для оценки ширины ДН и УБЛ справедливы формулы, приведенные в § 4.4.

Принципиальной особенностью непрерывных линейных излучателей при любом распределении возбуждающего тока по сравнению с дискретными решетками является отсутствие вторичных главных максимумов, поскольку здесь $d \rightarrow 0$. Графики функций (4.60) и (4.61) ноказаны на рис. 4.15 в зависимости от обобщенной переменной u.

В табл. 4.1 приведены выражения, описывающие множитель системы непрерывных линейных излучателей при различных амплитудных распределениях (в том числе при различных значениях Δ — относительного уровня возбуждения края антенны), а также характерные значения параметров ДН **28** (без учета направленных свойств элемента), **26** справедливые для синфазного режима возбуждения. Данные могут быть использованы также для анализа АР, шаг которых **22** постаточно мал. в области основного и первых боковых лепестков (дальние боковые лепестки для АР несколько больше).



В синфазном режиме для равномерного распределения [I(z)=1] согласно (4.50)

$$D = D_0 = 2L_i \lambda. \tag{4.62}$$

При неравномерном распределении КНД рассчитывают по формуле *D*=*vD*₀, причем коэффициент использования

$$\mathbf{v} = \left| \int_{-L/2}^{L/2} \dot{I}(z) dz \right|^2 / \left| \frac{L}{-L/2} \int_{-L/2}^{L/2} |I(z)|^2 dz,$$
(4.63)

Выражение (4.63) можно получить из (4.57), заменив в числителе и знаменателе (4.57) суммы на соответствующие интегралы. Значения v при различных амплитудных распределениях в синфазном режиме приведены в табл. 4.1.

Линейное распределение фазы в испрерывных линейных излучателях достигается за счет возбуждения бегущей волной, распространяющейся вдоль оси z с фазовой скоростью v (антенны бегущей волны). При этом функция $\psi(z) = -(c/v)kz = -\gamma kz$, где $\gamma = c/v - \kappa$ оэффициент замедления волны; c - скорость света. Изменения, происходящие с ДН линейного излучателя при изменении фазовой скорости, подробно описаны в § 4.3. Для расчета множитсля системы при линейном фазовом распределении в приведенных в табл. 4.1 формулах для F_c достаточно вместо и подставить (kL/2) (сов $\theta - c/v$) и произвести соответствующую нормировку. В частности, в режиме осевого излучения $(c/v \ge 1)$ при равноамнилитудном распределении

$$F_{c} = \left\{ \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(1 - \frac{c}{v}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(1 - \frac{c}{v}\right)}\right\}^{-1} \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{c}{v}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{c}{v}\right)}.$$
 (4.64)

При равноамплитудном распределении и v=c ($\gamma=1$) КНД линейного излучателя по аналогии с АР длиной L может быть рассчитан с помощью (4.50); в оптимальном режиме ($\gamma_{opt}=1+\lambda/2L$) КНД определяется формулой, аналогичной (4.53). При спадающем 7-6464 97 Таблица 4.1

Линейный излучатель длиной L

Амплитудное распределенне Г(г)	Формула множителя системы $F_{c}(u)$, $u = \frac{kL}{2} \cos \theta$	۵0 ₀	Δ ⁹ 0.5	Урозень первого бокового лепестка, дБ	Козффи- циент использо- вания $y = \frac{D}{D_0}$
l(z) = 1	sin u/u	115° λ/L	51° λ/L	- 13,2	1
$\cos(\pi z/L)$	$\frac{\pi^2}{4} \frac{\cos u}{(\pi/2)^2 - u^2}$	172° X/L	67° λ/L	- 2 3 ,0	0,81
$\cos^2(\pi z/L)$	$\pi^2 \frac{\sin u}{u(\pi^2 - u^2)}$	$229, 2^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	$83.1^{\circ} \frac{\lambda}{L}$	32,0	0,667
$1-4(1-\Delta)\left(\frac{z}{L}\right)^2$	$\frac{3}{2+\Delta} \left[\Delta \frac{\sin u}{u} - 2(1-\Delta) \times \right]$				
	$> \frac{\cos u}{u^2} + 2(1-\Delta) \frac{\sin u}{u^3}$				
$\Delta = 0.8$		$121,5^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	$5^2, 7^2 \frac{\lambda}{L}$	— 15,8	0,994
$\Delta = 0,5$		$130.6^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	$55.6^{\circ} \frac{\lambda}{L}$	17, I	0,970
$\Delta = 0$		$163.8^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	66°\/L	- 20,6	0,833
$\frac{\Delta + (1 - \Delta) \times}{\times \cos(\pi z/L)}$	$\frac{1}{(1-\Delta)\cdot 2/\pi + \Delta} \bigg[\Delta \frac{\sin u}{u} +$				
	$-\frac{\pi}{2}(1-\Delta)\frac{\cos u}{(\pi/2)^2-u^2}\right]$				
$\Delta = 0,5$		$132, 4^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	$55,6^\circ \frac{\lambda}{L}$	- 17,6	0,966
$\Delta = 0,316$		$143,8^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	$58,4^\circ \frac{\lambda}{L}$	- 20,0	0,935
$\Delta = 0, 1$		$\left 162,1^{\circ}\frac{\lambda}{L}\right $	$63,0^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	2 <u>2</u> ,4	0,874
1 - 2z/L	$\left(\sin\frac{u}{2}/\frac{u}{2}\right)^2$	$229.2^{\circ}\frac{7}{L}$	$73,4=\frac{\lambda}{L}$	- 26,4	0,750
$\sqrt{1-(2z/L)^2}$	$\Lambda_1(u)$	$139.6^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	$58.9^{\circ}\frac{\lambda}{L}$	- 17,6	0,925



к краям амплитудном распределении, как и в случае АР, оптимальное значение у возрастает, при этом увеличивается и КНД. Влияние квадратичных и кубических фазовых ошибок аналогично изменениям, происходящим с ДН антенных решеток.

В качестве примера непрерывного линейного излучателя расв качестве примера непрерывного линейного излучателя рассмотрим провод с током (рис. 4.16), изменяющимся по закону $l(z) = l \exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая $l(z) = l \exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая $l(z) = l \exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая $l(z) = l \exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая $l(z) = l \exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая $l(z) = l \exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая $l(z) = l \exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая в этом направлении вообще не излучает (множитель элемента $F_{0} =$ $e \sin \theta$); максимум его излучения ориентирован под углом $\theta = 90^{\circ}$ к осн провода. В результате максимум ДН получается в некоток осн провода. В результате максимум ДН получается в некоток осн провода. В результате максимум ДН получается (4.64), пожно приближенно найти из условия максимума числителя (4.64), т. е. из равенства kL (соз $\theta_{max} \rightarrow 0/2 = -\pi/2$ [взят знак минус, поскольку искомый угол $\theta_{max} > \theta_{rs}$ (см. п. 4.3.4)]. Окончательно получим

 $\cos \theta_{max} = 1 - \lambda/2L.$

(4.65)

Вид ДН в сечении, параллельном оси провода, приведен на рис. 4.17. Пространственная ДН имеет форму конической воронки. В качестве самостоятельного излучателя провод с бегущей волной тока обычно не применяется. Однако в антенной технике с успехом используют различные комбинации из таких проводов (например, ромбическая антенна, см. п. 12.4).

4.9. ПЛОСКИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Рассмотренные ранее линейные АР в режимах нормального и наклонного излучений позволяют сформировать направленное излучение только в одной плоскости, проходящей через ось решетки. 99



Плоские АР позволяют сконцентрировать излучение в узкий пучок в двух плоскостях. Форма плоской АР (форма раскрыва решетки) может быть прямоугольной, круглой, шестиугольной и определяется как требованиями, предъявляемыми к форме ДН, так и конструктивными особенностями системы. Излучатели в плоских АР располагаются в узлах прямоугольной или треугольной (гексогональной) сетки (рис. 4.18).

Общее выражение для множителя системы плоской AP (рис. 4.19) может быть получено суммированием полей всех излучателей по формуле, аналогичной (4.4), причем для каждого излучателя, расположенного в плоскости решетки в точке с координатами x_n , y_n , разность хода лучей по сравнению с центральным элементом

$$\Delta \mathbf{r}_n = x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi. \tag{4.66}$$

Рассмотрим подробнее излучение плоской АР прямоугольной формы с расположением изотропных излучателей в узлах прямоугольной сетки. Пусть решетка состоит из $N_y = 2M_y + 1$ рядов излучателей, параллельных оси у, причем расстояние между рядами d_y . Каждый ряд состоит из $N_x = 2M_x + 1$ излучателей с шагом d_x . Координаты излучателей в плоскости решетка определяются как $x_n = n_1 d_x (-M_x \le n_x \le M_x)$ и $y_n = n_y d_y (-M_y \le n_y \le M_y)$. Тогда множитель системы

$$\widetilde{t}_e = \sum_{-M_x}^{M_x} \sum_{-M_y}^{M_y} \tilde{t}(n) \exp[ik(x_x \sin\theta\cos\varphi + y_x \sin\theta\sin\varphi)].$$
(4.67)

Наиболее простым является случай, когда распределение тока может быть представлено в виде произведения двух функций, за-



висящих только от х и только от у:

$$\dot{I}(n) = I(n_x) I(n_y).$$
 (4.68)

Пусть решетка возбуждается равноамплитудно, причем

$$l(n_x) = l \exp\left(-in_x \psi_x\right); \tag{4.69}$$

$$I(n_y) = I \exp(-in_y \psi_y).$$
 (4.70)

Тогда амплитудный множитель системы имеет вид, справедливый для произвольной плоскости (q==const), проходящей через нормаль к плоскости решетки:

$$I_{\varphi} = \frac{\sin\left[\frac{N_{x}}{2}\left(kd_{x}\sin\theta\cos\varphi - \psi_{x}\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}\left(kd_{x}\sin\theta\cos\varphi - \psi_{x}\right)\right]} \frac{\sin\left[\frac{N_{y}}{2}\left(kd_{y}\sin\theta\sin\varphi - \psi_{y}\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}\left(kd_{y}\sin\theta\sin\varphi - \psi_{y}\right)\right]}.$$
 (4.71)

Как видно из (4.71), в главных плоскостях x0z (q=0) и y0z (q=1/2) сечение пространственной ДН плоской АР совпадает с формой ДН линейных АР с амплитудно-фазовым распределением (4.69) и (4.70) соответственно. Такие же выводы справедливы для любых распределений возбуждающего тока, представнымых в виде функцей, разделяющихся ко координатам x и y.

Следовательно, ДН в каждой из главных плоскостей определяется только геометрией решетки в этой плоткости и амплитуднофазовым распределением в этой же плоскости. При этом справедливы все приведенные в § 4.3 и 4.4 оцемки для тараметров ДН. Излучение в нижнее полупространство устраимется обышно либо выбором однонаправленных излучающих элементов, либо с по-



мощью экранов. Если $\psi_x = \psi_y = 0$ (синфазная решетка), максимум излучения ориентирован по нормали к плоскости решетки (рис. 4.20). При линейном фазовом распределении, когла $\psi_v < kd_x$ и $\psi_u < kd_y$ (что характерно для плоских АР), направление максимума основного лепестка ($\theta_{r,a}$, $\varphi_{r,a}$) определяется из условий равенства нулю числителей обоих сомножителей в (4.71):

$$\sin \theta_{r,r} \cos \varphi_{r,r} = \psi_x / k d_x; \quad \sin \theta_{r,r} \sin \varphi_{r,r} = \psi_y / k d_y, \quad (4.72)$$

откуда получаем соотношения, справедливые при любом амплитудном распределении:

$$(4.73) = \psi_y d_x / \psi_x d_y; \quad \sin^2 \theta_{r,r} = (\psi_x / k d_x)^2 + (\psi_y / k d_y)^2.$$

Для расчета ДН в произвольной плоскости помимо выражения (4.71) могут быть также использованы результаты теории линейных АР. Достигается это введением понятия эквивалентной линейной решетки. Рассмотрим для примера ДН квадратной решетки с шагом $d_x = d_y = d$ в диагональной плоскости, след которой, составляющий угол $\varphi = \varphi_0 = 45^\circ$ с осью x, на рис. 4.21 обозначен S-S.

Пусть элементы решетки возбуждаются сищфазно и равноамплитудио $(I_n=I)$. Проведем через точки расположения излучателей штриховые линии, перпендикулярные следу S—S. Для любой точки наблюдения в интересующей плоскости в дальней зоне излучатели, лежащие на одной из штриховых линий (обозначим число таких излучателей через m, число m зависит от угла \mathfrak{e}), равноудалены, соответственно поля их складываются синфазно. Поэтому при вычислении ДН плоской решетки в этой плоскости действие всех излучателей можно заменить излучением одного эквивалентного элемента с током mI, расположенного в любой точке 102 штриховой линии. На рис. 4.21 для удобства эквивалентные излучатели изображены на прямой вне плоскости решетки. Совокупность таких эквивалентных элементов и образует эквивалентную липейную решетку с шагом $d_{3кв} = d/l^{\sqrt{2}}$. Длина эквивалентной решетки в рассматриваемом случае равна диагонали квадрата, а распределение токов остается синфазным и близко к треугольному, что соответствует низкому уровню первого бокового лепестка (-26.4 дБ). Это существенно ниже, чем в главных плоскостях, наименее благоприятных с точки зрения бокового излучения.

Если сравнить ширину ДН в главных и диагональной плоскостях квадратной АР, то они оказываются почти равными, так как спадание амплитуды к краям эквивалентной АР компенсируется увеличением ее длины по сравнению с размером стороны квадрата, определяющим ширину ДН в главных плоскостях. При произвольном значении угла $\phi = \phi_0$ эквивалентная АР получается неэквидистантной. Для такой решетки ДН можно рассчитать как сумму ДН нескольких эквидистантных АР или непосредственно с применением (4.4). Отметим, что при использовании реальных излучающих элементов множитель системы, соответствующий эквивалентной решетке, необходимо умножить на функцию, описывающую ДН одного элемента в плоскости ф=ф. Соответственно поляризационная характеристика поля излучения определяется поляризационными свойствами излучающего элемента в этой плоскости. При несинфазном возбуждении элементов плоской АР для нахождения токов в элементах эквивалентной АР необходимо складывать токи соответствующих элементов плоской решетки с учетом фазы, т. е. склалывать комплексные значения токов.

Отметим, что главные плоскости наиболее опасны с точки зрения возникновения вторичных максимумов, поскольку шаг эквивалентных решеток максимален именно в этих плоскостях. При размещении излучателей в узлах прямоугольной сетки он составляет d_{v} и d_{u} (см. рис. 4.18), во всех остальных сечениях шаг эквивалентной решетки — меньше. Поэтому если удовлетворяется условне, аналогичное (4.30)

$$d_x < [\lambda/(1 + \sin \theta_{r,\tau})]; \ d_y < [\lambda/(1 + \sin \theta_{r,\tau})], \tag{4.74}$$

гле $\theta_{\rm LR}$ — угол отклонения максимума ДН в соответствующей плоскости относительно нормали к плоскости АР, то вторичные главные максимумы отсутствуют в любом сечении пространственной ДН. Для гексогональной сетки максимальный шаг эквивалентной решетки имеет место в сечении $q = \pi/2$, причем $d_{\rm экв} = d\sqrt{3}/2$. Следовательно, при гексогональной сетке для устранения вторичных главных максимумов необходимо шаг решетки выбирать из условия

$$d < 2\lambda \left[\mathbf{I} \quad \overline{3} \left(\mathbf{1} + \sin \mathbf{\theta}_{rr} \right) \right]. \tag{4.75}$$

Указанное обстоятельство является преимуществом гексогональной сетки по сравнению с прямоугольной с точки зрения возможностей размещения излучающих элементов, поскольку условие (4.75) менее жесткое, чем (4.74).

В общем случае КНД плоских АР может быть рассчитан по формуле (1.11). Для прямоугольных синфазных решеток из однонаправленных излучателей из (1.11) следует

$$D \approx_{\pi} D_x D_y, \tag{4.76}$$

где D_x и D_u — ҚНД эквивалентных линейных АР, параллельных осям х и и соответственно. Формула (4.76) справедлива для достаточно больших решеток при $d_x \approx \lambda/2$, $d_y \approx \lambda/2$ и амплитудном распределении, разделяющемся по координатам х и у, что обычно выполняется на практике. Если обозначить размеры решетки по осям x и y соответственно через L_x и L_y , то с использованием (4.76) н (4.58) получим

$$D \approx (\pi v_x 2L_x/\lambda) (v_y 2L_y/\lambda) = 4\pi v_a S/\lambda^2, \qquad (4.77)$$

где v_x и v_y — коэффициенты использования эквивалентных линейных решеток, нараллельных осям х и у соответственно; S=LxLn площадь поверхности решетки, называемой по аналогии с поверхностными аптеннами (см. г.т. 5) ипертурой решетки; v_a=v_xv_y - коэффициент использования поверхности (КИП) решетки. Если амплитуды возбуждающих токов равны, то va=1 независимо от формы раскрыва. Таким образом, для снифазно возбужденных плоских АР, как и для лицейных. КНД максимален при равноамилитудном возбуждении; если амплитуда спадает к краям, КНД уменьшается (va<1). Для круглых решеток значения va могут быть использованы из табл. 5.1.

При неснифазиом возбуждении элементов, когда фаза изменяется по лицейному закону, максимум ДН отклоняется от нормали на угол вгл, определяемый (4.73). При этом основной лепесток расширяется по закону 1/cos θ_{1.7} (см. п. 4.3.3) только в вертикальной плоскости с=ст. Ширина лепестка в другой, перисидикулярной плоскости не меняется, поэтому КНД может быть рассчитан по формуле

$$D = 4\pi v_a S \cos \theta_{ra} / \lambda^2, \qquad (4.78)$$

справедливой, если направление максимума ДН не слишком приближается к плоскости решетки. Уменьшение КНД при отклонении ДН можно объяснить уменьшением эквивалентной поверхности, перпендикулярной направлению максимума (рис. 4.22).

При квадратичных и кубических фазовых искажениях изменения в ДН плоских решеток аналогичны описанным в § 4.5. Оба вида искажений приводят к снижению КНД.

4.10. НЕЭКВИДИСТАНТНЫЕ РЕШЕТКИ

Отказ от эквидистантного расположения излучающих элементов позволяет придать решеткам ряд новых свойств, таких, как устранение дополнительных главных максимумов при увеличенных расстояниях между элементами и уменьшение уровня бокового излучения в решетках с равноамплитудным возбуждением. Это позволяет, в частности, решить проблему исключения большого числа элементов из исходной эквидистантной решетки (что существенно упрощает антенну) без заметного ухудшения ДН последней.

Рассмотрим для примера синфазную решетку с шагом, удовлетворяющим условию (4.15). Регулярное «изъятие» элементов, например, через одиц, применять нельзя, так как при этом в направлениях О_{вттах}, определяемых (4.28), возникнут дополнительные главные максимумы. Если же осуществить нерегулярное разрежение. например, по случайному закону, то в указанных направлениях условия синфазного сложения полей отдельных элемснтов, приводящие к образованию вторичных главных максимумов, нарушаются. В цаправлении же нормали к решетке поля по-прежнему складываются синфазно, следовательно, направление максимума ДН не изменяется. Ширина основного лепестка Δ00.5 в разреженных решетках примерно сохраняется такой же, как в исходной решетке, однако увеличивается средний уровень боковых лепестков. Для равреженных решеток КНД можно рассчитать как D = N, где Х — число оставшихся элементов, поскольку эффект взаимной связи здесь уменьшается из-за увеличения расстояния между излучателями (см. § 4.7). Таким образом, исключение элементов приводит к уменьшенню КНД. Решетки с большим разрежением используются обычно там, где важна большая разрешающая способность,

например в радноастрономин.

Рассмотрим теперь возможность уменынения боковых инвидистаналепестков в ДН неэквидистантных АР с равноамплитудным возбуждением. Выберем исходную эквидистантную АР, огибающая распределения токов ј.(г) в которой соответствует требуемому уровню боковых лепестков. Зададим средний шаг неэквидистантной АР dcp==(0.5 ... 1.0) л. н найдем число излучателей этой решетки $N = L/d_{ep}$, где L =длина исходной АР. Определим площаль So под кривой Незнолдилиная AP *j*₂(z), пропорциональную пол-



ному току в антенне. Разобьем площадь S_0 на N равных частей, соответствующих току в каждом из излучателей неэквидистантной AP, и выделим на чертеже N полосок с одинаковой площадью (рис. 4.23). Тогда положение излучателей неэквидистантной AP определяется приближенно как положение центра тяжести каждой полоски. Полученная таким образом неэквидистантная AP с плавно меняющимся расстоянием между излучателями и одинаковой амплитудой тока в элементах имеет практически такие же характеристики (особенно в области основного и первых боковых лепестков), как и исходная антенна с неравноамплитудным возбуждением, но более проста в отношении способа реализации амплитудного распределения.

Расчет характеристик неэквидистантных АР проводится обычно с помощью ЭВМ непосредственным суммированием полей отдельных элементов по формулам типа (4.4) или (4.67).

Глава 5. ИЗЛУЧЕНИЕ В•ЗБУЖДЕННЫХ П•ВЕРХН•СТЕЙ

5.1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ДН АНТЕНН. ЭЛЕМЕНТ ГЮЙГЕНСА

Высокая направленность излучения может быть получена помимо AP с помощью таких антенн, как рупорные, зеркальные и др. Характерной особенностью этих антени является наличие излучающего раскрыва (анертуры), т. е. некоторой новерхности, через которую происходит излучение энергии. Направленные свойства апертурных антени в принципе можно рассчитывать таким же способом, какой использовался, например, для расчета вибраторных антени. Для этого необходимо найти распределение электрического тока в антение, каждый элемент этого тока представить как ЭЭВ и затем просуммировать поля всех элементов. Однако нахождение электрического тока в апертурных антеннах ввиду относительной сложности их конфигурации встречает большие трудности.

Значительно проще для расчета направленных свойств использовать другой способ, основанный на применении принципа эквивалентности [4]. Согласно этому принципу поле излучения любой антенны можно найти как поле эквивалентных электрических и магнитных токов на произвольной поверхности S_{Σ} , окружающей антенну, причем $J_3 = [nH]$, $J_M = -[nE]$, где n - единичная нормаль, внешняя по отношению к области, включающей антенну; Е и H - значение полей в точках поверхности S_{Σ} . Обычно псверхность S_{Σ} выбирают так, чтобы она включала излучающий раскрыв S, а в остальных точках непосредственно примыкала к внешней поверхности антенны $S_{доп}$ (рис. 5.1), т. е. $S_{\Sigma} = S + S_{доп}$. Объясняется это тем. что распределение поля в раскрыве S с высокой степенью точности удается найти сравнительно просто, а на остальной части поверхности ($S_{доп}$) иоле близко к нулю, и им можно пре-



небречь. Таким образом, излучение реальных электрических токов, возшикающих в антение, заменяется действием эквивалентных электрических и магиитных токов в пределах излучающего раскрыва. Раскрыв обычно предполагается плоским, форма его зависит от конфигурации антениы. При расчете ДН излучающего раскрыва под элементом раскрыва подразумевается элемент волнового фронта элемент Гюйгенса, поле излучения которого соответствует полю двух взаимно перпендикулярных элементарных вибраторов — электрического и магнитного [4]. В данной главе рассматриваются направленные свойства апертур в предположении, что форма апертуры и закон распределения поля известны.

5.2. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ПРЯМФУГОЛЬНЫХ И КРУГЛЫХ РАСКРЫВОВ С СИНФАЗНЫМ И РАВНОАМПЛИТУДНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Рассмотрим плоский прямоугольный раскрыв, площадь которого обозначим S (рис. 5.2). Полагаем, что возбуждающие источники находятся в области z < 0, т. е. поле в раскрыве соответствует волне, распространяющейся снизу вверх. Пусть вектор Е в раскрыве линейно поляризован и параллелен оси *у*, тогда вектор **Н** должен быть ориентирован в отрицательном направлении оси х, причем в каждой точке раскрыва отношение $-E_u/H_s = W_c$, где W_c характеристическое сопротивление волны. Взаимное расположение векторов Е, Н, Ј, и Ј, в раскрыве показано на рис. 5.2. При произвольном амплитудно-фазовом распределении поле в раскрыве представим в виде $E(x, y) = y_0 E_0 f(x, y)$, где E_0 — амплитуда поля в центре раскрыва; $f(x, y) = |f(x, y)| \exp [i\psi(x, y)]; |f(x, y)|$ функция, характеризующая амплитудное распределение; функция $\psi(x, y)$ описывает распределение фазы в раскрыве, причем в центре раскрыва $\psi(0, 0) = 0$. Элемент Гюйгенса, находящийся в точке (x=0, y=0), создает электрическое поле

$$dE_{\theta} = \frac{1\sin\varphi}{2\lambda r} \left(\frac{W_c^{\theta}}{W_c} \cos\theta + 1 \right) E_{\theta} \exp\left(-i\,kr\right) dS;$$

$$dE_{\varphi} = \frac{1\cos\varphi}{2\lambda r} \left(\frac{W_c^{\theta}}{W_c} + \cos\theta \right) E_{\theta} \exp\left(-i\,kr\right) dS,$$
(5.1)

где W_c^0 — характеристическое сопротивление волны в свободном пространстве; dS — площадь элемента Гюйгенса. Как видно из (5.1), ДН излучающего элемента по соответствующей поляризации описывается выражениями

$$I_{\theta}^{0} = \sin \varphi \left(\frac{W_{c}^{0}}{W_{c}} \cos \theta + 1 \right); \quad I_{z}^{(0)} = \cos \varphi \left(\frac{W_{c}^{0}}{W_{c}} + \cos \theta \right). \tag{5.2}$$

При $W_c = W_c^0$ в плоскости $q = \pi/2$ (или плоскости E) $f_{\theta}^{(0)} = 1 + \cos \theta$, в плоскости $\varphi = 0$ (или плоскости H) $f_{\varphi}^{(0)} = 1 + \cos \theta$. Вид этих ДН показан на рис. 5.3. Для нахождения полного поля, излучаемого раскрывом, необходимо проинтегрировать выражения (5.1) по площади раскрыва с учетом амплитуды и фазы возбуждения отдельных элементов и пространственной разности хода лучей в точку наблюдения из пачала координат и из точки расположения каждого данного элемента. Результат интегрирования может быть представлен, как и ранее, в виде произведения $f_0 f_e$, где f_6 — множитель, учитывающий направленные свойства излучающего элемента (по соответствующей поляризации); f_c — множитель системы, не зависящий от поляризации.

При больших размерах раскрыва направленные свойства определяются в основном множителем \tilde{f}_c . Роль множителя \tilde{f}_0 практически сводится к устранению излучения в инжнее полупространство. Для нахождения \tilde{f}_c можно воспользоваться формулой типа



(4.67), заменив в ней суммирование интегрированием по площади раскрыва:

$$\widetilde{j}_{c} = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_{0} \widetilde{j}(x, y) \exp[ik(x\sin\theta\cos\varphi + y\sin\theta\sin\varphi)] dxdy.$$
(5.3)

Предположим, что раскрыв возбужден синфазно и равноамплитудно, т. е. во всех точках раскрыва $E(x, y) = y_0 E_0$ (идеальная плоская антенна). Тогда в результате интегрирования и нормировки

$$F_{\rm c} = \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi} \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi}.$$
 (5.4)

Выражение (5.4) также непосредственно следует из формулы лля f_c плоской решетки (4.71), если исложить $\psi_x = \psi_y = 0$, $N_x d_x = a$, $N_y d_y = b$ и совершить предельный переход. Синфазно возбужденная поверхность с равноамплитулным распределением поля, как и решетка с подобным распределением, имеет фазовый центр, совнадающий с центром раскрыва.

В главных плоскостях пормированные множители системы имеют вид

$$F_{c} = \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{(ka/2)\sin\theta} - \text{п.тоскость A0z;}$$
(5.5)
$$\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right) = \text{п.тоскость A0z;}$$
(5.6)

 $F_c = \frac{\sqrt{2}}{(kb/2)\sin\theta} - \pi \operatorname{nock}(\operatorname{ctb} y)z.$ (5.6)

Выражения (5.5) и (5.6) аналогичны множителю системы линейного излучателя с синфазным и равноамплитудным возбужтением (4.60), соответственно остаются справедливыми оценки лля $\Delta \theta_{0.5}$ и УБЛ. В частности. $\Delta \theta_{0.5} \approx 51^{\circ} \lambda/a$ (плоскость х0г), $\Delta \theta_{0.5} \approx 51^{\circ} \lambda/b$ (плоскость y0г), уровень нервого бокового левестка в обекх плоскостях $\xi_1 = 0.21$ (---13,2 дБ), направление максимума основного лепества $\theta_{1.5} \approx 0.$

Мпожнитель системы в произвольном сечении, составляющем угол 4° с осъю к. может быть рассчитан по общей формуле (5.4). Для выявления особенностей ДН в произвольном сечения восьма нагляден метод эквивалентного линейного излучателя, суть которого аналогична методу эквивалентной линейной решелки (см. § 4.9). Плоскость раскрыва разбивается на бескокечно узкие полоски, перпендикулярные к направлению, сортветствующему углу 46 (рис. 5.4). Каждой полоске ставится в соответствие элемент эквивалентного линейного излучателя, при-



рис. 5.4 изображены амплитудные распределения для нескольких сечений. Для главных илоскостей амплитудное распределение в эквивалентном излучателе равномерно. Диагональное сечение характеризуется наиболее сильным спадом амплитуды к краям, соответственно уровень бокового излучения в этой плоскости будет меньше, чем во всех остальных сечениях.

чем направленные свойства этого элемента должны подчиняться формулам (5.2).

сти подобного эквивалент-

ного линейного излучателя и соответствует ДН плоско-

го раскрыва в данном сечении. Так как в данном

дается синфазно и равноамплитудно, то амплитудное распределение в экви-

валентном линейном излучателе в каждой точке про-

порционально длине соот-

ветствующей полоски. На

раскрыв возбуж-

направленно-

Диаграмма

случае

Максимум излучения пространственной ДН ориентирован перпендикулярно плоскости раскрыва. Вид этой ДН соответствует рис. 4.20; отличие состоит в том, что излучение в нижнее полупространство здесь всегда устраняется за счет однонаправленного излучения элемента Гюйгенса (см. рис. 5.3). Поскольку излучающие элементы в раскрыве распределены непрерывно, то дополнительным отличием излучения возбужденной поверхности от излучения решеток является также отсутствие вторичных главных максимумов, присущих при определенных условиях дискретным излучающим системам.

Для круглой излучающей поверхности радиусом *а* интегрирование при нахождении полного поля целесообразно проводить в полярной системе координат (рис. 5.5).

При синфазном возбуждении раскрыва соответствующий интеград имеет вид

$$\tilde{j}_{c} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{a} j(\varphi, \varphi') \exp[ik\varphi \sin\theta \cos(\varphi' - \varphi)]\rho d\varphi d\varphi', \qquad (5.7)$$

где ρ и q' — полярные координаты произвольной точки в раскрыве; $j(\rho, q')$ — функция, характеризующая распределение поля в раскрыве. Если распределение осескимметричное, т. е. не за-



висит от угла ф', то выражение (5.7) упрощается:

$$\tilde{j}_{c} = \int_{0}^{a} j(\rho) J_{a}(k\rho \sin \theta) \rho d\rho, \qquad (5.8)$$

где J₀(x) — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. При равноамплитудном возбуждении пормированный множитель системы

 $F_c = \Lambda_1(u), \tag{5.9}$

не $u = ka \sin \theta$; $\Lambda_1(u) = лямбда-функция первого порядка. Как$ и в случае идеальной прямоугольной апертуры, максимум изнучения орнентирован в направлении нормали к поверхности,учения орнентирован в направлении нормали к поверхности, $т е. соответствует <math>\theta = 0$. Выражение (5.9) справедливо для любон илоскости, прохоляшей через нормаль к плоскости раскрыва. При $a \gg \lambda$ ширина основного лепестка по уровню половинной мощности $\Delta \theta_{0.5} \approx 59^{\circ} \lambda / 2a$, уровень первого бокового лепестка $z_1 = 0,132$ (-17.7 дБ).

Как видно, ДН круглого раскрыва днаметром 2а в любом как видно, ДН круглого раскрыва днаметром 2а в любом сечении шире и обладает меньшим уровнем боковых лецестков, тем ДН квадратного раскрыва размерами 2а×2а в главных илоскостях. Это легко объясняется, если рассмотреть распредетение тока в эквивалентных линейных излучателях, соответствуютение тока в эквивалентных линейных излучателях, соответствуюиих квадратному и круглому раскрывам (рис. 5.6). Для эквивалентного линейного излучателя, соответствующего круглому раскрыву, амплитудное распределение в отличие от распределения для квадратного раскрыва спадает к краям, что и объясняет описанные выше эффекты.

Таблица 5.1

5.3. ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ДН ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Рассмотрим сначала прямоугольный раскрыв в случае, когда можно считать, что $\psi(x, y) = \mathbf{0}$ (синфазное возбуждение) и |f(x, y)| = |f(x)| |f(y)|, т. е. амплитудное распределение разделяется по координатам x и y. Тогда (5.3) представляется в виде двух множителей, каждый из которых зависит от конкретного вида функций |f(x)| и |f(y)|. Пусть, например, $|f(x, y)| = \cos(\pi x/a)$, т. е. $|f(x)| = \cos(\pi x/a)$, |f(y)| = 1. В этом случае

$$F_{\rm c} = \frac{\pi^2 - \cos\left[\left(ka/2\right)\sin\theta\cos\varphi\right] - \sin\left[\left(kb/2\right)\sin\theta\sin\varphi\right]}{4 - \pi^2/4 - \left[\left(ka/2\right)\sin\theta\cos\varphi\right]^2 - \left(kb/2\right)\sin\theta\sin\varphi}.$$
(5.10)

Из (5.10) видно, что в каждой из главных плоскостей (q=0и $q=\pi/2$) множитель системы определяется только размерами раскрыва в этой плоскости и амплитудным распределением в этой же плоскости. Параметры раскрыва в другой плоскости влияния на ДН не оказывают, причем все это справедливо при любых функциях |f(x)| и |f(y)|. Для плоскости x0z (q=0) для оценки параметров ДН справедливы формулы, приведенные в табл. 4.1 для «косинусондального» распределения, в частности $\Delta 0_{\bullet}=67^{\circ}\lambda/a$, $\xi_{1}=0,066$ (-23 дБ). Для плоскости y0z ($q=\pi/2$) параметры ДП остаются такими же, как для идеальной плоской антенны. При синфазном возбуждении максимум излучения ориентирован в направлении 0=0.

При других амилитудных распределениях, в частности обеспечивающих меньший уровень боковых лепестков, для расчета ДН прямоугольного раскрыва в главных плоскостях могут быть использованы данные, приведенные в табл. 4.1.

Для круглого раскрыва (см. рнс. 5.5) с осесниметричным неравноамплитудным возбуждением рассмотрим распределение

$$|f(\rho)| = \Delta + (1 - \Delta) \left[1 - (\rho/a)^2 \right]^n, \tag{5.11}$$

обладающее достаточной общностью при различных значениях Δ и *n*. Здесь ρ — расстояние от центра до произвольной точки в раскрыве; Δ — относительный уровень поля на краю раскрыва (пьедестал); *n*=0, 1, 2, 3, ... (при *n*=0 распределение равноамплитудное, так же как при Δ =1 при любом *n*). Выражение для множителя системы при подстановке (5.11) в (5.8) имеет вид

$$F_{\omega} = \frac{n+1}{n\Delta - 1} \left[\Delta \Lambda_1(u) + \frac{1-\Delta}{n+1} \Lambda_{n+1}(u) \right], \qquad (5.12)$$

Круглый раскрыв радиуса а (осесимметричное возбуждение)

n	Δ	⁴⁶ 0.5	Уровені первого бокового лепестка, дБ	коэфрициент использования поверхности апертуры _а
0	1.0	59° λ, 2a	- 17,6	1,0
1	0,8 0,6 0,4 0,33 0,2 0	60°λ/2a 62°λ/2a 64°λ/2a 64,8°λ/2a 67°λ/2a 72,5°λ/2a	$ \begin{array}{r} -18.6 \\ -19.8 \\ -21.5 \\ -22.0 \\ -23.7 \\ -24.7 \end{array} $	0,996 0.98 0,94 0.92 0,87 0.75
2	0,33 0,2 0	66°λ/2 <i>α</i> 70,1°λ/2 <i>a</i> 84,2°λ/2 <i>a</i>	- 26,5 - 32,3 - 30,7	0,88 0,81 0,55
3	0,33 0,2 0	66° <i>λ/2a</i> 71,3° <i>λ/2a</i> 94,2° <i>λ</i> /2 <i>a</i>	$ \begin{array}{r} -30,8 \\ -32.3 \\ -36.1 \end{array} $	0.87 0,79 0.45

где $u = ku \sin \theta$; $\Lambda_{v}(x) = лямбда-функция$ *n*-го порядка, связанная с функцией Бесселя первого рода*n*-го порядка соотношением $<math>\Lambda_{v}(x) = n! (2ix) {}^{n}J_{n}(x)$.

Параметры ДН при различных значениях *n* и A приведены в табл. 5.1.

Пеосесимметричное возбуждение круглого раскрыва может быть во многих случаях анпрокенмировано выражением

$$|f(\rho, \varphi')| = 1 - (\rho/a)^2 (1 - \Delta_1 \cos^2 \varphi' - \Delta_2 \sin^2 \varphi').$$
 (5.13)

гле Λ_1 и Δ_2 — пьедестал в плоскости q'=0 и $q'=\pi/2$ соответственно. Расчеты показывают, что с достаточной степенью точности можно считать, что ДН в произвольном сечении $q=q_0$ при распределении (5.13) такая же, как и при осесимметричном распределении по закону (5.12) при n=1 и эквивалентном значении пьедестала [9]

 $\Delta_{\text{skB}} = \Delta_1 \cos^2 \varphi_0 + \Delta_2 \sin^2 \varphi_0.$

При расчете излучения раскрывов с неосесимметричным возбужлением, обладающим, кроме того, неоднородностью по поляризании возбуждающего поля, различают ДН по каждой из поляризаций (основной и перскрестной), имеющих, как правило, разное амплитудное распределение. Для распределения в круг-8—6464 113



лом раскрыве, соответствующего волне H_{11} в круглом волноводе, ДН по основной поляризации описывается выражением [9]

Рис. 5.7

$$\int_{\mathbf{c}} = \frac{1}{\gamma_{1}^{2} - u^{2}} \left\{ -uJ_{1}(u)J_{0}(\gamma_{1})(1 - \cos 2\varphi) + \gamma_{1}J_{1}(\gamma_{1})[J_{0}(u) - J_{2}(u)\cos 2\varphi] \right\},$$

$$(5.14)$$

где $\varphi = 0$ соответствует плоскости *E*, $\varphi = \pi/2 -$ плоскости *H*; $\gamma_1 = 1,841 -$ первый корень функции $J'_1(x)$.

Отметим, что при сложных распределениях, отсутствующих в таблицах, может быть использован принцип суперпозиции, согласно которому распределение представляется в виде суммы нескольких слагаемых, для которых известны парциальные ДН. Результирующая ДН при этом равна сумме ДН каждого из слагаемых. Рассмотрим применение этого принципа для круглой анертуры с разрывным распределением поля (частично затененные раскрывы, рис. 5.7). Подобные распределения возникают обычно при наличии каких-либо преиятствий на пути волны. Представим разрывное распределение как разность двух распрелелений, одно из которых соответствует незатененному раскрыву радиусом а, поле в котором описывается функцией $f(\rho)$, второе распределение описывается той же самой функцией $f(\rho)$. но только в пределах затененного участка ралиусом a_1 (обычно $a_i \ll a$). Тогда в соответствии с (5.8)

$$\widetilde{f}_{\mathbf{c}} = \int_{0}^{a} \widetilde{f}(\gamma) J_{\sigma}(k\gamma \sin \theta) \gamma d\gamma - \int_{0}^{a} \widetilde{f}(\gamma) J_{\sigma}(k\gamma \sin \theta) \gamma d\gamma.$$
(5.15)

Если при вычислении (5.15) используют готовые выражения для парциальных ДН, то необходимо учитывать их амплитудные множители, которые обычно опускаются в нормированных вы-

ражениях. Пусть f(p)=1, тогда, учитывая, что амплитуда парциальных ДН пропорциональна площади раскрыва, получаем

 $\tilde{f}_{c} = \Lambda_{1}(ka\sin\theta) - (a_{1}/a)^{2}\Lambda_{1}(ka_{1}\sin\theta).$ (5.16)

Влияние затенения условно показано на рис. 5.7, где кривая 1 соответствует ДН при отсутствии затенения; кривая 2— ДН затененного участка (с учетом знака минус); кривая 3— результирующей ДН. Как видно, наличие затенения приводит к незначительному сужению основного лепестка и росту нечетных боковых лепестков. Огметим также, что влияние затенения увеличивается при спадающих к краям амплитудных распределениях. Поэтому попытки уменьшить уровень боковых лепестков при наличии затенения слабым возбуждением краев раскрыва не дает результата. Необхолимо подбирать специальные распределения, зависящие от характера затенения.

5.4. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НА ДН ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Неснифазность излучающей поверхности может быть присуща данной антение вследствие особенностей ее устройства либо вызывается неточностью выполнения. В некоторых случаях на апертуре специально устанавливается определенный закон изменения фазы (чаще всего лицейный) для управления положением максимума ДИ или получения ДН специальной формы.

Рассмотрим линейное распределение фазы по каждой из координат x и y, описываемое функциями $\psi(x) = \exp(-i\gamma_x kx)$, $\psi(y) = \exp(-i\gamma_y ky)$, где γ_x и γ_y —коэффициенты замедления возбуждающей волны по координатам x и y, причем $\gamma_x < 1$, $\gamma_x < 1$, что обычно имеет место в практике. Тогда для прямоугольного раскрыва с равноамплитудным возбуждением выражение для F_c приобретает вид, аналогичный (4.71):

$$F_{\zeta} = \frac{\sin\left[\frac{ka}{2}\left(\sin\theta\cos\varphi - \gamma_{x}\right)\right]}{\frac{ka}{2}\left(\sin\theta\cos\varphi - \gamma_{x}\right)} \frac{\sin\left[\frac{kb}{2}\left(\sin\theta\sin\varphi - \gamma_{y}\right)\right]}{\frac{kb}{2}\left(\sin\theta\sin\varphi - \gamma_{y}\right)}.$$
 (5.17)

Направление максимума основного лепестка находится из равенств

 $\sin \theta_{r,r} \cos \varphi_{r,r} = \gamma_{y}; \quad \sin \theta_{r,r} \sin \varphi_{r,r} = \gamma_{y}. \tag{5.18}$

справедливых при любой форме раскрыва и любом амплитудном распределении. Коэффициенты ух и ун удобно иногда связать с максимальным значением фазы ψmax в крайних точках главных сечений раскрыва:

$$\gamma_x = \frac{2\frac{1}{\tau_x \max}}{ka}; \quad \gamma_y = \frac{2\frac{1}{\tau_y \max}}{kb}. \tag{5.19}$$

8*

Изменения, происходящие с ДН при линейном фазовом распределении, а также при квадратичных и кубических фазовых ошибках, аналогичны описанным в § 4.3, 4.5.

5.5. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Для определения КНД излучающего раскрыва при синфазном возбуждении в направлении максимума излучения ($\theta_{r.r.}=0$) воспользуемся формулой (1.14):

$$D_{max} = r^2 E^2_{max} = 60 P_{\Sigma}.$$

Согласно (5.1) элемент раскрыва, т. е. элемент Гюйгенса, при $\theta=0$ излучает поле, амплитуда которого при $W_c=W_c^0$ составляет $dE_{max}=(E_0/\lambda r)dS$. Так как в направлении $\theta=0$ разность хода лучей равна пулю, то

$$E_{max} = E_0 \left| \int_{S} j(x, y) \, dS \right| / \lambda r, \qquad (5.20)$$

гле $f(x, y) \rightarrow \phi$ ункция, характеризующая распределение поля по раскрыву. Значение P_{Σ} легче всего найти, интегрируя вектор Пойнтнига непосредственно по поверхности раскрыва. Среднее значение вектора Пойнтнига в точках раскрыва $\Pi = = E_0^2 |f(x, y)|^2 |2W_c$. Мощность, излучаемая раскрывом,

$$P_{\Sigma} = (E_{o}/2W_{o})\int_{S} |f(x, y)|^{2} dS = (E_{o}^{2}/240\pi)\int_{S} |f(x, y)|^{2} dS.$$

Отсюда

$$D = (4\pi/\lambda^2) \frac{\left| \int_{S} f(x, y) dS \right|^2}{\int_{S} \left| f(x, y) \right|^2 dS},$$
(5.21)

В случае идеальной илоской синфазной антенны ($\hat{j}(x, y) = 1$) при любой форме раскрыва выражение (5.21) принимает вид $D = D_0 = 4\pi S / \lambda^2$. (5.22)

Определив для прямоугольного раскрыва из (4.18) значения $\Delta \theta_{0.5}$ (в градусах) в главных плоскостях через отношения a/λ и b/λ и подставив их в (5.22), получим

$$D_{0} = 32700 \ \Delta \theta_{0,5}^{(x)} \ \Delta \theta_{0,5}^{(y)}. \tag{5.23}$$

При неравномерном амплитудном распределении КНД уменьшается. Уменьшение КНД принято оценивать коэффициентом использования поверхности апертуры (КИП)

$$\mathbf{v}_{a} = \left| \int_{S} f(x, y) \, dS_{\parallel}^{2} \, / \, \left(S_{\parallel} \int_{S} |f(x, y)|^{2} \, dS \right) \leq 1. \tag{5.24}$$

Выражение (5.24) справедливо для функций f(x, y), сравнительно медленно меняющихся по раскрыву, что обычно выполняется на практике. В общем случае для так называемых сверхнаправленных антенн (см. п. 5.6.2), реализация которых связана с огромными сложностями, может быть $v_a > 1$. Представим (5.21) в виде

 $D = 4\pi v_a S / \lambda^2 = 4\pi S_{\pi} / \lambda^2, \tag{5.25}$

где $S_{n} = Sv_{a} - deйствующая (или эффективная) поверхность рас$ $крыва. Сравшение (5.25) и (5.22) показывает, что <math>S_{n}$ можно назвать площадью такой идеальной плоской антенны, КНД которой равен КНД данного раскрыва. При синфазном возбуждении v_{i} зависит только от вида амплитудного распределения. Для прямоугольного раскрыва с распределением поля, разделяющимся по координатам x и y, т. е. f(x, y) = f(x)f(y),

 $v_a = v_x v_y$,

(5.26)

где v_x и v_y представляют собой коэффициенты использования [см. (4.63)] эквивалентных линейных излучателей, параллельных осям х и у с распределением f(x) и f(y) соответственно. Значения v_x и v_y могут быть использованы из табл. 4.1 для соответствующих распределений. Для круглого раскрыва с синфазным осесимметричным возбуждением коэффициент использования апертуры рассчитывается по формуле, аналогичной (5.24):

$$\mathbf{v}_{a} = 2 \left| \int_{0}^{a} j(\boldsymbol{\rho}) \, \boldsymbol{\rho} d^{\boldsymbol{\rho}} \boldsymbol{\rho} \right|^{2} \left/ \left(a^{2} \int_{0}^{a} | j(\boldsymbol{\rho}) |^{2} \, \boldsymbol{\rho} d\boldsymbol{\rho} \right).$$

$$(5.27)$$

Значения va для круглых раскрывов приведены в табл. 5.1. При линейном фазовом распределении КНД в направлении 0..., ч., уменьшается по закону

$$D = 4\pi v_2 S \cos \theta_{\rm em} / \lambda^2. \tag{5.28}$$

Фазовые ошибка в раскрыве, как систематические, так и случайные, приволят к уменьшению ум. Зависимость КНД от случайных фазовых ошибок рассмотрена в гл. 9.

5.6. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА АНТЕНН

5.6.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ СИНТЕЗА АНТЕНН

В § 4.3, 4.4, 4.5, 5.3 были проанализированы различные типы амплитуднофазовых распределений и соответствующие им ДН. Естественно, что рассмотречные типы распределений в общем случае не могут охватить все возможные требования к ДН. Поэтому возникает проблема отыскания амплитудно-фазовых распределений, соответствующих задачным требованиям к ДН (классическая задача синтеза антенн, или задача синтеза амплитудно-фазовых распределении). Решению классической задачи синтеза посвящено большое число работ, в том числе монографий [7, 8], в которых исследуются такие важные вопросы, как реализуемость ДН заданной формы, поиск решений с наилучшим приближением к заданной ДН, устойчивость полученных решений и др.

После нахождения требуемого амплитудно-фазового распределения перед разработчиком встает задача реализации этого распределения в антеннах конкретных конструкций. Следует отметить, что точная реализация полученного при решении классической задачи синтеза распределения тока является, как правило, более сложной теоретической задачей, нежели само нахождение тока. В данном разделе будут рассмотрены методы решения классической задачи синтеза, когда заданной является форма ДН. В принципе существуют и несколько иные постановки, более частные, например синтез антени с оптимальной ДН, имеющей минимально возможную ширину основного лепестка при заданном уровне боковых, синтез антени с максимальным КНД в главном направлении и др. Некоторые вопросы конструктивного синтеза, позволяющего решить задачу вплоть до иахождения конструкции антенны, будут рассмотрены ири изложеный конкретных типов антени.

5.6.2. УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ТОЧНОГО РЕШЕНИЯ. Сверхнаправленность

Ограничимся рассмотреннем синтеза линейного излучателя, так как он, вопервых, наиболее прост, а во-вторых, результаты синтеза линейных излучателей могут быть непосредственно непользованы для плоских излучающих поверхностей (см. § 5.2). Будем считать, что заданная ДН опнеывается функцией $\tilde{f}(\theta)$, соответствующей только множителю системы $\tilde{f}_{c}(\theta)$. Направленные свойства излучающего элемента всегла можно учесть в необходимых случаях, рассматривая вместо $\tilde{f}(\theta)$ функцию $\tilde{f}(\theta)/f_{0}(\theta)$. При этом предполагается, что требуемая полиризационная характеристика поля излучения антейны соответствует поляризационным свойствам излучающего элемента. Для линейного излучения при известной функции f(z)

$$\widetilde{f}_{c} = \int_{-J/2}^{J/2} \widetilde{I}(z) \exp\{i kz \cos \theta\} dz = \int_{-J/2}^{J/2} \widetilde{I}(z) \exp\{i xz\} dz, \qquad (5.29)$$

где $z = k \cos \theta$. При измененим угла θ в пределах $0 \le \theta \le \pi$ (область реальных углов) величина z меняется от $\pm k$ до -k. Поскольку 1(z) = 0 при |z| > L/2, то (5.29) можно записать в виде

$$\widetilde{f}_{c}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(z) \exp(i|xz) dz.$$
(5.30)

Выражение (5.30) показывает, что ДП ливейного излучателя можно рассматривать как преобразование Фурье от функции I(z). Отеюда следует, что при заданной функции I(в) распределение тока можно найти как обратное преобразование Фурье:

$$\vec{I}(z) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(x) \exp((-ixz) dx.$$
 (5.31)

При вычислении (5.31) требуется аналитически продолжить функцию $\hat{l}(x)$, заданную только в диапазоне реальных углов ($|x| \leq k$), на всю вешественную ось х. функцию l(z) можно рассматривать как спёктр преобразования Фурье от функции $\hat{l}(z)$. Поскольку распределение тока $\hat{l}(\hat{z})$ должно быть отлично от нуля только при $|z| \leq L/2$, то отсюда ясно, что к классу реализуемых ДН относятся только такие, которые описываются функциями с ограниченным спёктром.

Требование принядлежности ДН к специальному классу функций теоретически не ограничивает возможности сийтеза, поскольку любую непрерывную функцию можно в диапазоне реальных углов с любой степенью точности алпроксимировать функцией с ограниченным спектром. Протяженность спектра этой функции может быть любой, в том числе сколь угодно малой, что соответствует сколь угодно малой длине L. Отсюда вытекает. что теоретически любая, в том числе очень узкая, ДН может быть реализована антенной с любым, даже очень малам, значением L.

Покажем, однако, какие практические сложности возникнут при попытке решить такую задачу. Для функций $\tilde{I}(k)$ (с ограниченным слектром) и I(z), связанных между собой преобразованием Фурьс, можно доказать, что

$$ma\mathbf{x} \mid \tilde{f}'(\mathbf{x}) \mid \leq L \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{L/2}{-L/2}} \mid \tilde{f}(z) \mid^2 dz \mid^2, \qquad (5.32)$$

где $\tilde{f}'(z) = d\tilde{f}(z)/\partial z \sim \partial \tilde{f}(\theta)/\partial \theta$ — производная ДН по угловой переменной. Величи-

 $\int I |(z)|^2 dz$ посит название *кормы тока*. Из (5.32) следует, что при больна шой произведной |/ (x) | (папример, при узкой ДН) необходимо либо увеличивать норму тока, либо увелицивать длину антенны. Увеличение нормы тока связано с увеличением абсолютных значений чена в антенне, что приводыт к дополни тельным потерям. Отметим, что увеанчение пормы тока [при ненаменной монцости излучения P_{Σ} , соответствующей заданной функций f(z)] связано с тем, че поля от отдельных элементов литенны складываются несинфазно в нечти во всех наирайленных компенсируют лууг лууга, только в секторе углов, примыкающих и направлению максиму мы ДЕІ. эта компенсация будет неполной. Волизи таких анъсии образуется большой заяве реантивной энергии. По этим причикам решения с большой нормой тока, соотчетствующие «малогабаритным» антеннан, называют сверхнаправленными пан реактивныйи. П их стремятся неключить. Заметим, что явление сверхванравленности возниклот не голько при синтере узына ДН, но и всегда, когда (742) велико, найример в случае ДН семторной формы. Умерениза сверхная равалность, причиленая с практической точки эрения, проявляются в автоннах бетущей водны с оссаны излучением в опламальном режные (сы. п. 4.3.4).

Для количественией оденки явления сверхнаправленности вводится коэффициент снерхнаправленности (коэффициейт реактивности) ў. Как известно, для мощности нэлучения линейного излучателя в соответствии с (1.8)

$$P_{\Sigma} \sim \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} |\widetilde{f}(\theta)|^{2} \sin\theta d\theta = -\frac{k}{j} |\widetilde{f}(x)|^{2} dx = \int_{-k}^{k} |\widetilde{f}(x)|^{2} dx.$$
(5.33)

Puc 5.8

Рассмотрим теперь интеграл, называемый общчно полной мощностью антенны:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} |\widetilde{f}(\mathbf{x})|^2 d\mathbf{x} = \int_{-k}^{k} |\widetilde{f}(\mathbf{x})|^2 d\mathbf{x} + \left\{ \int_{-\infty}^{-k} + \int_{k}^{\infty} \right\} |\widetilde{f}(\mathbf{x})|^2 d\mathbf{x}.$$
 (5.34)

Первое слагаемое в правой части (5.34), определяемое интегрированием в области реальных углов, пронорционально мощности излучения (5.33), или активной мощности P_a . Второе слагаемое, определяемое в области $|\varkappa| > k$ (область мнимых углов), можно рассматривать как некоторую реактивную мощность P_b . Отношение полной мощности к активной мощности представляет собой коэффициент реактивности

$$\gamma = \frac{P}{P_a} = \int_{-\infty}^{\infty} |\widetilde{j}(x)|^2 dx / \int_{-k}^{k} |\widetilde{j}(x)|^2 dx.$$
 (5.35)

Для искл ючения явления сверхнаправл енцости коэффициент у должен быть блиет экк слинице.

5.6.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ Синтеза

На практике требусмая форма ДИ задается либо в виде графика, либо в виде функции, не удовлетворяющей в общем случае условиям существоиания точного решения. Рассмотрим два метода решения полобных задач: метод интеграла Фирье в метод парциальных ДИ.

В метода интеграла Фурье функция $\tilde{j}(\varkappa)$, соответствующая заданной ДН в области реальных углов, для обеспечения условия $\gamma \approx 1$ продолжается нулем в область мнимых углов, т. с. принимается, что $\tilde{j}(\varkappa) = 0$ при $|\varkappa| > k$. Определенная таким образом функция не принадложит к классу функций, обладающих консенным спектром, поэтому распределение тока

$$I(z) = (1/2\pi) \int_{-k}^{k} \tilde{j}(x) \exp(-ixz) dx$$
(5.36)

полнучаетсяотличным от нуля на всей осн z. На рис. 5.8 изображена для примера функция распределения тока I(z), соответствующая ДН семюрной формы иниричей 60°, симметричной относительно нормалык осн антенны (I(z) при этом получается чисто вещественной функцией). Естественно, реальная автенна должна иметь конечную длину, следовательно, найденное распределение I(z) необходимо урезать, оставив только часть его в пределах $|z| \leq L/2$ и отброенв оставщиеся участки (рис. 5.8). Оставшейся части распределения $I_{\kappa}(z)$ будет соответствовать ДН, описываемая функцией

$$\widetilde{f}_{\kappa}(\mathbf{z}) = \int_{-L^{-2}}^{L/2} \widetilde{I}_{\kappa}(\mathbf{z}) \exp(\mathbf{i} \mathbf{z} \mathbf{z}) d\mathbf{z}.$$



Оценим вознаклаую при этом среднеквадратическую ошноку

$$\overline{\mathbf{\hat{6}}^2} = \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{\mathbf{f}}(\mathbf{z}) - \widetilde{\mathbf{f}}_{\mathbf{K}}(\mathbf{z})^{-2} d\mathbf{z}.$$
(5.37)

Применив равенство Парсеваля, справедливое для функций, связанных между собой преобразованием Фурье,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\hat{f}(z)|^2 dz = 2\pi \int_{-1/2}^{1/2} |\hat{I}(z)|^2 dz, \qquad (5.38)$$

по,т учим

$$\delta^2 = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{I}(z) - \dot{I}_{\kappa}(z)|^2 dz.$$

Так как в интервале $\{-L/2, L/2\}$ функции I(z) и $I_{\kappa}(z)$ одинаковы, а вне его $I_{\tau}(z) = 0$, то

$$\hat{s}^{2} = \left\{ \int_{-\infty}^{I} \frac{2}{-\omega} \int_{I/2}^{\infty} \right\} + \hat{I}(z) |^{2} dz.$$
(5.39)

Ца (5.3.9) вида юли ореднеква: гратическаяногрепиюсть определяется плошадью отброшенных участков кривой $|I(z)\rangle$, возведенной в квадрат. Отскеда имеем простой и наглядный критерий выбора длины антенны L в мет де интеграла Фурье.

Согласно методу парциальных ДН заданная ДН аппроксимируется конечной суммой функций (ж), т. с. функцией

$$\widetilde{\widetilde{F}}_{\mathbf{K}}(\mathbf{x}) = \sum_{n=-N}^{V} a_{n} \widetilde{F}_{n}(\mathbf{x}).$$

Для каждой из парциальных ДН $\tilde{f}_{\infty}(z)$ амплитулно-фазовое распредельние в пределах излучателя $(-L/2 \le z \le L/2)$ должно быть известно. В качестве парциальных ДН удобно брать функции (sin u/u),где $u = (Lz/2) - n\pi$, соответст-



вующие постоянной амплитуде возбуждения и линейно изменяющейся фазе (см. § 4.8) с максимальным значением фазы в крайних точках излучателя, равным лл. Максимумы функций $\tilde{f}_n(\varkappa)$ имеют место при $\varkappa = 2n\pi/L$; все остальные функции в этой точке равны нулю. Если выбрать коэффициенты $a_n = \tilde{f}(2\pi n/L)$, то функция

$$\widetilde{f}_{\kappa}(\mathbf{x}) = \sum_{n=-\sqrt{n}}^{N} a_n \widetilde{f}_n(\mathbf{x}) = \sum_{n=-N}^{N} a_n \frac{\sin\left[(L\mathbf{x}/2) - n\pi\right]}{(L\mathbf{x}/2) - n\pi}$$

точно соответствует заданной функцин $\bar{f}(x)$ в точках $x=2n\pi/L$ (рис. 5.9). Число таких точек тем больше, чем больше длина антенны L; в остальных точках функция $\tilde{f}(x)$ будет восстановлена с погрешностью. Парциальные ДН, максимумы которых лежат в области |x| > k (рис. 5.9, штриховая линия), могут в принцине несколько улучнить совпадение $\tilde{f}(x)$ и $\tilde{f}_{\alpha}(x)$ в промежутках между точками $x=2n\pi/L$ за счет боковых ленестков. Однако для этого их интенсивность должна быть достаточно велика, что приведет к резкому увеличению интеграла

$$\left(\int_{-\infty}^{-k} - \int_{k}^{\infty}\right) |\widetilde{f}(x)|^{2} dx,$$

. .

т. е. к росту реактивной мощности и коэффициента реактивности у. Поэтому, как и в методе Фурье, ДН $\tilde{j}(\varkappa)$, заданная в диапазоне реальных углов, продолжается нулем в область мнимых углов; соответственно число парциальных ДН ограничивается значением $N < L/\lambda$.

Распределение тока при методе паринальных ДН

$$\dot{I}(\mathbf{z}) = \sum_{n=-N}^{N} \tilde{f}(2n\pi/L) \exp\left(-i 2n\pi \mathbf{z}/L\right).$$
(5.40)

На рис. 5.10 изображены результаты расчета амилитудного распределения для излучателя длиной $L=4\lambda$ с ДН секторной формы, приведенной на рис. 5.9.

Как было показано, добавление парциальной ДН даже с большой амплитудой в области $|\kappa| > k$ мало меняет форму результирующей ДН в области реальных углов. Однако в распределении тока (5.40) появится слагаемое с большой амплитудой, что сильно изменит распределение тока. Отмеченный факт обусловлен особенностями уравнения (5.29), где неизвестная функция 1(г) стоит нод знаком интеграла, вследствие чего задача синтеза в рассмотренной постановке относится к так называемым некорректно поставленным задачам [8]. Решение задачи синтеза является неоднозначным: одной и той же точности реализации заданной ДН могут соответствовать разные распределе-



ния тока. Для устранения этих особенностей используют метолы регуляризации решения, предложенные в работах академика А. Н. Тихонова. Отметим, что в рассмотренных выше методах некоторая регуляризация решения осуществлялась выбором функции $\tilde{t}(\varkappa) = 0$ в области мнимых углов.

5 6.4. ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗА АР. Дольф-чебышевские решетки

Для эквидистантной линсйной AP (см. рис. 4.1) из изотропных элементов ДН описывается выражением (4.4), которое с учетом обозначения $\varkappa = k \cos \theta$ имеет вид ряда Фурье

$$\widetilde{f}(\mathbf{x}) = \sum_{n=-M}^{M} I_n \exp\left(\mathbf{i} \times nd\right).$$
(5.41)

Функция (5.41) — периодическая, с периодом $T = 2\pi/d$ (поскольку период функции exp (іхлd) равен 2 π). Токи I_n , обеспечивающие наилучшую среднсквадратическую аппроксимацию заданной функции $\bar{f}(\varkappa)$, могут быть найдены как коэффициенты Фурье:

$$\dot{J}_{n} = (d_{1}2\pi) \int_{-\pi/d}^{\pi/d} \tilde{f}(x) \exp((-ixnd)) dx, \qquad (5.42)$$

причем шаг решетки d должен выбираться из условия подавления вторичных главных максимумов. В частности, для синфазной решетки при $d = \lambda/2$, как вид-

Рис. 5.11



но из (5.42), токи l_n соответствуют выборкам из непрерывного распределения l(z), найденного по методу Фурье (5.36), в точках $z=n\lambda/2$.

Частным случаем классической задачи синтеза антени с оптимальной ДН является, как отмечалось, задача нахождения токов в элементах АР, обеспечивающих при заданном УБЛ минимальную ширину основного лепестка или при заданной ширине основного лепестка минимальный УБЛ. Решение этой задачи было впервые получено Дольфом с использованием полиномов Чебышева, в связи с чем такие АР получили название дольф-чебышевских.

Анализ выражения (5.41) показывает, что множитель системы АР может быть представлен в виде полинома степени 2M = N - 1 от переменной, связанной с углом 0, причем коэффициенты этого полинома определяются токами I_n в элементах решетки. При $d \ge \lambda/2$ токи I_n можно подобрать так, чтобы указанный полином соответствовал полиному Чебышева той же степени 2*M*. График полинома Чебышева $T_{2M}(x)$ для M = 4 приведен на рис. 5.11. Области реальных углов ($|z| \le 1$) соответствует часть этого графика в пределах $-a_n \le x \le a_0$ ($a_n > 1$). Важным свойством нолиномов Чебышева является то, что в пределах отрезка $-1 \le x \le 1$ (область боковых лепестков) они наименее уклоняются от нуля по сравнению со всеми другими полиномами данной степени, имеющими одинаковые коэффициенты при старшей степени x. При |x| > 1 полином соответствует основному лепестку ДН. От величины a_0 зависит соотношение между NБЛ и щириной основного лепестка. Направление максимума излучения зависит от фазовых соотношений между токами.

При d < 0.5?. указанными экстремальными свойствами обладают полиномы Чебышева — Ахнезера. Решетки с подобным шагом используют обычно в режиме осевого излучения. Существуют подробные таблицы, позволяющие рассчитывать дольф-чебышевские решетки с заданным УБЛ при различном числе излучателей [11].

Глава 6. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

6.1. ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА ВЗАИМНОСТИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

Приемная антенна должна принимать электромагнитные волны и преобразовывать их энергию в энергию токов высокой частоты, поступающую на вход приемного устройства.

Основными вопросами при изучении приемных антени являются определение мощности, выделяемой в нагрузке антенны, т. е. в приемнике, и определение ее направленных свойств. Эти вопросы могут быть решены, если известно распределение тока в приемной антение.

Под действием излученного передающей антенной электромагнитного поля в приемной антенне возникает ЭДС. Механизм ее возникновения удобнее всего проследить, если рассмотреть провод (симметричный вибратор), находящийся в поле действия плоской электромагнитной волны, направление прихода которой (вектор Пойитиига) образует с осью вибратора угол θ (рис. 6.1).

Как видно из рисунка, вектор Е лежит в плоскости, прохолящей через ось вибратора. Под действием тангенциальной составляющей этого вектора Ez=E sin 0 в каждой точке провода возникают ЭДС, фазы которых изменяются вдоль провода, а амплитуды постоянны. Фазы ЭДС в двух точках провода, отстоящих на расстоящии z друг от друга, отличаются на величину kz cos 0. Таким образом, по всей длине провода распределена ЭДС, под действием которой в вибраторе возникает ток. Этот ток вызывает напряжение на зажимах нагрузки г. Очевидно, что в общем случае закон распределения тока в приемной антение должен отличаться от закона распределения тока в такой же антение при работе се в качестве передающей, так как ток в передающей антепне возникает под действием сосредоточенной ЭДС. Поэтому определение тока в приемной антение непосредственным анализом работы этой антенны значительно сложнее (в большинстве случаев), чем определение закона распределения тока в передающей антенне.







Обычно для определения основных свойств приемных антенн пользуются принципом взаимности, который позволяет определить свойства и параметры приемной антенны, если известны свойства и параметры этой же самой антенны при работе ее в качестве передающей. Сущность принципа взаимпости состоит в следующем. Если к входу линейного четырехполюсника (рис. 6.2, a) приложена ЭДС \mathscr{E}_1 , то на его выходе возникает ток I_2 . Если включить эту же самую ЭДС на выход четырехполюсника (рис. 6.2, б), то на его входе возникает ток I_1 , равный току I_2 . Если при переключении ЭДС со входа на выход увеличить ее в n раз, то во столько же раз увеличится ток I_1 . Сказанное можно записать в виде соотношения, выражающего аналитически принцип взаимности:

$$\mathscr{E}_1/I_2 = \mathscr{E}_2/I_1. \tag{6.1}$$

Это соотношение может быть использовано для анализа свойств любой приемной антенны. Применение принципа взаимности требует кроме лицейности также и изотропности среды, в которой распространяются электромагнитные волны. Поэтому им нельзя пользоваться при распространении радноволи в поносфере или какой-либо другой анизотропной среде (например, в феррите).

Исследование свойств присмиой антениы с помощью принцина взаимности проведем на примере проволочной антенны. Рассмотрим две антенны — передающую / и приемную 2, которые могут быть совершенно различными (рис. 6.3, *a*). К зажимам антенны / последовательно с генератором присоединено некоторое сопротивление $Z_{\rm R1}$, а к зажимам антенны 2 — сопротивление $Z_{\rm R2}$. Антенны находятся в зоне излучения друг друга. Под действием ЭДС \mathscr{E}_1 в антение / возникает ток I_1 , ЭДС на зажимах этой антенны

$$\mathscr{E}_{1} = I_{1}(Z_{H1} + Z_{BX1}). \tag{6.2}$$

где I_1 — ток в точках питания антенны 1; Z_{BN1} — входное сопротивление антенны 1.

Благодаря току /1 вблизи антенны 2 появляется напряженность поля [см. (1.17)]

126

$$E_2 = A_1 l_{1} I_1 \tilde{F}_1(\mathbf{0}, \ \mathbf{\phi}), \tag{6.3}$$



где $A_1 = i60\pi \exp(-ikr)/r\lambda$; $\tilde{F}_1(0, \varphi) = F_1(0, \varphi) \exp i[\Psi(0, \varphi)]$. Определив из (6.3) I_1 и подставив в (6.2), получим

$$\mathscr{E}_1 = E_2(\underline{Z}_{\mu 1} + \underline{Z}_{3 \times 1}) / A_1 l_{\mu 1} \overline{F}_1(\mathbf{0}, \mathbf{q}).$$
(6.4)

Проводя аналогичные рассуждения в отношении схемы рис. 6.3, б, получаем

$$\mathscr{E}_2 = E_1 (Z_{H2} + Z_{BX2}) / A_2 l_{g2} \tilde{F}_2 (\theta, \varphi).$$
(6.5)

Воспользовавшись принципом взаимности [см. (6.1)], запишем $\mathscr{E}_1/I_{2np} = \mathscr{E}_2/I_{1np}$, (6.6)

где I_{1пр} и I_{2пр} — токи в нагрузках антени 1 и 2, возникающие под действием ЭДС
$$\mathcal{B}_2$$
 и \mathcal{B}_1 соответствению.

Предполагается, что взаимное расположение антени в первом (рис. 6.3,*a*) и во втором (рис. 6.3,**é**) случаях остается неизменным. Подставляя в (6.6) вместо \mathscr{E}_1 и \mathscr{E}_2 их значения из (6.4) и (6.5), группируя сомножители и учитывая, что $A_1 = A_2$, получаем

$$\frac{I_{1\pi p}(Z_{H1}+Z_{BX1})}{E_1 l_{\pi 1} \widetilde{F}_1(\theta, \varphi)} = \frac{I_{2\pi p}(Z_{H2}+Z_{B\times 2})}{E_2 l_{\pi 2} \widetilde{F}_2(\theta, \varphi)}.$$
(6.7)

Поскольку антенны являются произвольными, то очевидно, что левая и правая части равенства (6.7) постоянны и не зависят от типа антенны. Поэтому

$$\frac{I_{\pi p} \left(\underline{Z}_{H} + \underline{Z}_{Bx} \right)}{E I_{\pi} \widetilde{F} \left(\theta, \varphi \right)} = C$$

где С — постоянная величина.

Ток в нагрузке любой приемной антенны

$$I_{\rm up} = C \frac{E I_{\rm a} F(\theta, \varphi) \exp \left[i \Psi(\theta, \varphi)\right]}{\underline{Z}_{\rm H} + \underline{Z}_{\rm Bx}}.$$
(6.8)

Числитель (6.8) может быть назван эквивалентной ЭДС приемной антенны:

$$\mathscr{E}_{np} = CE_{l_{\mu}}\tilde{F}(\theta, \varphi). \tag{6.9}$$



Значение постоянной *С* может быть легко определено из рассмотрения простейшей антенны — элементарного электрического вибратора. Пусть этот вибратор находится в поле плоской линейно поляризованной волны (рис. 6.4), его ось

лежит в плоскости поляризации этой волны и составляет угол θ с направлением прихода волны. При этом в ием наводится ЭДС

$$\mathscr{E}_{np} = E I_{a} \sin \theta. \tag{6.10}$$

С другой стороны, \mathscr{E}_{np} можно определить по (6.9). Полагая в этой формуле $F(0, \varphi) = \sin \theta$, exp $[i\Psi(0, \varphi)] = 1$ [это следует из (1.1)]. получаем

$$\mathscr{E}_{\pi r} = CEl_{A}\sin(\theta). \tag{6.11}$$

Приравнивая правые части (6.10) и (6.11), находим C=1.

Величины $F(\theta, q), \Psi(0, q), l_{z}, Z_{вх}$ в формуле (6.8) — характеристики антенны при се работе в режиме передачи. Характеристикой (диаграммой) направленности ирнемиой антенны называют зависимость тока в нагрузке антенны от направления прихода волны. Как видно из (6.8), эта зависимость определяется множителями $F(\theta, q)$ и $\Psi(\theta, q)$. Отсюда следуст важный вывод, что направленные свойства антенны (амилитудная и фазовая характеристики направленности, КНД) при ее работе в качестве передающей или приемной одинаковы (ири условии, что приемник и передатчик присоединены к одним и тем же точкам антенны). Этот вывод позволяет использовать при изучении присмиых антени результаты, полученные при изучении передающих антени, что в большинстве случаев значительно упрошает дело. Таким образом, из принципа взаимности вытскает обратимость процессов приема и передачи.

Величина \mathscr{E}_{ap} максимальна при приходе волны с главного направления. В этем случае $F(\theta, \varphi) = 1$ и

$$\mathscr{E}_{np} = l_{a}E \tag{6.12}$$

Здесь *l₂* — действующая длина антенны при ее работе в режиме передачи.

Действующей длиной приемной антенны называется коэффициент, связывающий эквивалентную ЭДС приемной антенны с напряженностью поля, создаваемого еблизи антенны электромагнитной волной при приходе ее с главного направления приема. При этом действующая длина приемной антенны равна действующей длине той же антенны при ее работе в режиме передачи. Формула (6.8) получена в предположении, что плоскости поляризации приемной антенны и приходящей волны совпадают (плоскостью поляризации приемной антенны называется плоскость поляризации поля, которое антенна излучает в режиме передачи).

6.2. МОЩНОСТЬ, ВЫДЕЛЯЕМАЯ В НАГРУЗКЕ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Формулу (6.8) можно записать в виде

$$I_{np} = \mathscr{E}_{np} / (Z_{H} + Z_{BX}),$$
 (6.13)

позволяющем перейти к эквивалентной схеме приемной антенны (рис. 6.5). Здесь приемная антенна рассматривается по отношению к нагрузке как генератор, создающий ЭДС \mathscr{E}_{np} и обладающий внутренним сопротивлением, равным входному сопротивлению данной антенны при ее работе в режиме передачи. В данном случае условие отдачи генератором в нагрузку максимальной мощности

$$Z_{BX} = Z_{H}^{*},$$
 (6.14)

или $R_{\text{BX}} = R_{\text{H}}$; $X_{\text{BX}} + X_{\text{H}} = 0$ (условне согласования нагрузки с антенной).

Если нагрузка (приемник) присоединена к антенне с помощью фидера, то для отдачи в нагрузку максимальной мощности антениа и нагрузка должны быть согласованы с волновым сопротивлением фидера (т. е. коэффициент отражения в фидере должен равняться нулю).

Мощность, выделяемая в нагрузке приемной антенны,

$$P = I_{\rm np}^2 R_{\rm H}/2, \tag{6.15}$$

где *I*_{пр} — амп.титуда тока в нагрузке.

Если выполняется условие (6.14), то в соответствии с (6.15) и (6.13) мощность, выделяемая в нагрузке при приходе волны с направления максимального приема,

$$P_{max} = \mathcal{E}_{np}^2 R_{gx} / 2 \, (2R_{gx})^2. \tag{6.16}$$

Подставляя вместо \mathscr{E}_{np} в (6.16) формулу (6.12) и заменяя $l_{д}$ выражением (1.18), получаем

$$P_{max} = (\lambda/\pi)^2 \frac{E^2 D R_{\Sigma 0}}{960 R_{BX}},$$

83 ⁻

í.

<u>م</u>ي.

ς.

Æ.

Ł

35

÷

2

причем $R_{\Sigma0}/R_{BX}$ = η , где η — КПД антенны при ее работе в режиме передачи. Известно, что $D\eta$ = G_{np} , где G_{np} — КУ приемной 9—6464 129



антенны, численно равный КУ той же антенны при ее работе в режиме передачи (коэффициентом усиления приемной антенны называется отношение мощности, выделяемой в нагрузке при приеме на данную антенну, к мощности, выделяемой в нагрузке при приеме на ненаправленную антенну

с КПД, равным единице. Предполагается, что обе антенны имеют оптимальное согласование с нагрузкой). Окончательно

$$P_{max} = (\lambda/\pi)^2 \frac{E^2 G_{\rm np}}{960} \,. \tag{6.17}$$

Подставляя в (6.17) вместо Е формулу (1.21) и учитывая КПД фидеров передающей (пф. пер) и приемной (пф. пр) антени, получаем

$$P_{m_{\rm c},x} = (\lambda/\pi)^2 \frac{P_0 G_{\rm nep} G_{\rm np}}{16r^2} \eta_{\oplus,\rm nep} \eta_{\oplus,\rm np}.$$
(6.18)

В реальных условиях мощность оказывается меньше получаемой по (6.18) вследствие потерь при распространении радноволи. Формула (6.18) верна в идеализированном случае (распространение радиоволн в свободном пространстве). При реальном распространении величина P_{max} обычно бывает меньше, но в некоторых случаях (например, распространение по атмосферному волноводу) может быть и больше, чем полученная по (6.18).

Формула (6.17) позволяет ввести еще один параметр, характеризующий приемную антенну, — эффективную площадь приемной антенны.

Представим, что вся мощность, извлекаемая антенной из пространства, проходит через некоторую воображаемую часть Se плоской эквифазной поверхности электромагнитной волны. Среднее за период высокой частоты значение вектора Пойнтинга в любой точке поверхности S_e $\Pi = E^2/240\pi$, а мощность электромагнитного поля, проходящего через эту поверхность,

$$P = E^2 S_v / 240\pi. \tag{6.19}$$

Положим теперь, что эта мощность выделяется в нагрузке приемной антенны и выполняется условне отдачи максимальной мощности. Следовательно, левые части выражений (6.19) и (6.17) равны. Приравнивая правые части этих выражений и решая полученное равенство относительно S_e (если $\eta = 1$), нахо-ДНМ

 $S_e = \lambda^2 D / 4\pi$. (6.20)

Понятие эффективной площади применимо к любой антенне. Однако особению удобно вводить этот параметр в случае антенноизлучающих поверхностей (см. гл. 5).

Коэффициент направленного действия антенны можно выразить через действующую (эффективную) площадь:

$$D = 4\pi S_e / \lambda^2. \tag{6.21}$$

Коэффициент направленного действия, вычисленный по (6.21), численно равен КНД, определенному по (5.25).

6.3. СОГЛАСОВАНИЕ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ АНТЕНН ПО ПОЛЯРИЗАЦИИ

Наводимая в приемной антенне ЭДС и максимальная мощность, выделяемая в ее нагрузке, зависят от взаимной ориентации и направления вращения плоскостей поляризации приемной и передающей антенн.

В случае вращающегося поля ЭДС, наводимую в приемной антенне, можно определить по формуле, аналогичной (6.12), если действующей длине антенны придать векторную форму. Тогда

$$\boldsymbol{E}_{\mathbf{n}\mathbf{p}} = \mathbf{I}_{\mathbf{A}} \mathbf{E},\tag{6.22}$$

гле Е определяется по (1.22).

Таким образом, в случае произвольной поляризации поля, создаваемого передающей антенной, действующей длиной приемной антенны можно назвать вектор, скалярное произведение которого на вектор напряженности электрического поля равно эквивалентной ЭДС приемной антенны.

Вектор І, в сферической системе координат можно представить в виде

$$I_{a} = \varphi_{0}l_{\omega} + \theta_{0}l_{\theta}\exp(i\psi_{2}), \qquad (6.23)$$

где l_m — действующая длина антенны при приеме азимутальной компоненты поля; l₀ — действующая длина при приеме меридиональной компоненты поля.

Сдвиг фаз ψ2 учитывает, что в общем случае составляющие поля данной приемной антенны при се работе в режиме передачи могут быть сдвинуты по фазе. Знак угла сдвига фаз у определяет направление вращения плоскости поляризации приемной антенны.

Подставляя в (6.22) вместо l_д и Е их выражения из (6.23) и (1.22), получаем.

$$\mathcal{E}_{np} = E_{\mathcal{L}} l_{\mathcal{L}} + E_{\theta} l_{\theta} \exp\left[i\left(\psi_{1} + \psi_{2}\right)\right]. \tag{6.24}$$

Мощность, выделяемая в нагрузке приемной антенны в соответствии с (6.16), пропорциональна квадрату модуля эквивалентной ЭДС приемной антенны, который в данном случае равен

$$|\mathcal{E}_{up}|^{2} = (E_{\varphi} | l_{\varphi})^{2} + (E_{\beta} | l_{\beta})^{2} + 2E_{\varphi}E_{\beta} | l_{\varphi} | l_{\beta} \cos(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}).$$
(6.25)

Полагая, что при различных соотношениях между составляющими E_{ϕ} и E_{θ} среднее значение вектора Пойнтинга приходящего поля не изменяется или, что то же самое, выполняется равенство

$$E_{\pm}^{2} - E_{\theta}^{2} = C, \qquad (6.26)$$

найдем условия максимума выражения (6.25).

9*

130

Первое условие имеет вид

 $\psi_1 + \psi_2 = 0.$

При этом выражение (6.25) принимает вид 1 0 10

$$|\mathcal{E}_{\rm up}|^2 = (E_{\varphi} / _{\varphi} + E_{\theta} / _{\theta})^2.$$
(6.28)

(6.27)

Найдем максимум этого выражения при переменных E_{ϕ} и E_{θ} и при выполненин равенства (6.26). Воспользовавшись методом определения максимума функции нескольких переменных с помощью неопределенного параметра (метод Лагранжа), получим уравнения

$$2 l_{\theta} (E_{\theta} l_{\theta} + E_{\varphi} l_{\varphi}) + 2\lambda E_{\theta} = 0;$$

$$2 l_{\varphi} (E_{\theta} l_{\theta} + E_{\varphi} l_{\varphi}) + 2\lambda E_{\varphi} = 0,$$

где λ — неопределенный множитель.

Из этих уравнений получаем второе условие максимума (6.25)

$$t_{\mathfrak{g}} t_{\mathfrak{g}} = E_{\mathfrak{g}} E_{\mathfrak{g}}. \tag{6.29}$$

Услевня (6.27) и (6.29) называют условиями согласования приемной антенны с полем по поляризации.

При выполнении условия (6.29) выражение (6.28) может быть записано в виде

$$|\mathcal{E}_{up}|_{max}^{2} = (E_{\theta}^{2} + E_{\varphi}^{2}) (l_{\theta}^{2} + l_{\varphi}^{2}).$$
(6.30)

Уменьшение мощности, выделяемой в нагрузке приемной антениы из-за несогласования антенны с приходящим полем по поляризации, характеризуется коэффициентом согласования антенны по поляризации s.

На основании (6.25) и (6.30) можно записать

$$s = |\mathcal{E}_{np}|^{2} / |\mathcal{E}_{np}|_{nux}^{2} = \frac{1 + (E_{\varphi} l_{\varphi} / E_{\theta} l_{\theta})^{2} + 2(E_{\varphi} l_{\varphi} / E_{\theta} l_{\theta})\cos(\psi_{1} + \psi_{2})}{[1 + (l_{\varphi} / l_{\theta})^{2}][1 + (E_{\varphi}^{-} E_{\theta})^{2}]}.$$
 (6.31)

При выполнении условий (6.27) и (6.29) s=1.

В случае антени с эллиптической поляризацией поля условия (6.27) и (6.29) выполияются и s==1, если равны коэффициенты равномерности поляризационных эллипсов передающей и приемной антени ($t_{nep}=t_{np}$), совпадают углы поляризации (β) этих эллипсов и направления вращения плоскостей поляризации

Так как мощность, выделяемая в нагрузке приемной антенны, пропорциональна коэффициенту согласования по поляризации, то (6.17) принимает вид

$$P_{max} = (\lambda/\pi)^2 \frac{E^2 G}{960} s_1 \tag{6.32}$$

где G — коэффициент усиления приемной антенны.

В случае антенны с круговой поляризацией поля условие (6.27) выполняется при $\psi_i = \pi/2$ и $\psi_2 = -\pi/2$, т. е. плоскости поляризации обеих антени должны иметь одинаковые направления вращения (в соответствии с определением, данным в § 1.3), если приемная антенна работает в режиме передачи. Условие (6.29) 132

для данного случая имсет вид $l_{\theta}/l_{\phi} = E_{\theta}/E_{\phi} = 1$. Если $\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$, то $\psi_1 + \psi_2 = \pi/2$ =180° и, как следует из (6.31), s=0. В этом случае плоскости поляризации передающей и приемной антени имсют противоположные направления вращения.

В случае антени с линейной поляризацией поля условие (6.27) выполияется всегда, так как ψ₁=ψ₂=0. Условие (6.29) требует, чтобы передающая н приемная антеины были одинаково ориентированы в пространстве (совпадение плоскостной поляризации). В этом случае, ссли, например, $E_{\rm m}{=}0$, то $l_{\rm m}{=}0$ и, как следует из (6.31), s=1. Если плоскости поляризации взаимно перпендикулярны, то обращаются в нуль взаимно перпендикулярные компоненты векторов Е и la (например, если $E_{\theta}=0$, то $l_{\pi}=0$) и выражение (6.31) обращается в нуль — приема не будет.

Если антенна с круговой поляризацией поля принимает линейно поляризованное поле, то в (6.31) следует положить $l_{\theta} = l_{\omega}$, $\psi_2 = 90^{\circ}$, $\psi_1 = 0$, $E_{\omega} = 0$. При этом s=0,5, т. е. принимаемая мощность уменьшается в 2 раза по сравнению со случаем антенн, согласованных по поляризации. Такой же результат получается при присме поля круговой поляризации антенной, обладающей лицейной поляризацией.

Величины E_{θ}/E_{α} или l_{θ}/l_{α} и ψ_1 , ψ_2 зависят от параметров поляризационного эллипса t и β, которые обычно определяются экспериментально.

6.4. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА АНТЕННЫ

Качество радноприема определяется отношением мощности принимаемого сигнала на входе приемника к мощности, создаваемой различными помехами (отношение сигнал-шум). Помехи при радиоприеме делятся на внешние и внутренние.

К внешним помехам (шумам) относятся: атмосферные, вызываемые грозовыми разрядами; промышленные, вызываемые различными электрическими аппаратами: интерференционные, вызываемые радностанциями; космические, вызываемые радиоизлучением Солица, звезд, отдаленных галактик и т. д.; тепловые (тепловые излучения Земли и атмосферных газов); шумы, обусловленные наличием атмосферных осадков.

Внутренние помеуи обусловливаются тепловым движением электронов в различных элементах приемника (флуктуационные шумы), а также в антенне и элементах тракта питания

На гектометровых (средних) и километровых (длинных) волнах мощность внешних помех значительно превышает мощность внутренних шумов. Поэтому при определении отношения сигнал-шум последней можно пренебречь. В этих диапазонах преобладают помехи атмосферные и промышленные. Так как распределение источников грозовых и промышленных помех в пространстве приблизительно равномерное, то приемная антенна ведет себя по отношению к этим помехам как ненаправленная (D=1). Мошность, выделяемая на входе приемника такими по-

мехами, может быть определена по (6.17) в предположении G=n. Очевидно, что на основании (6.17) отношение сигнал-шум в этом случае пропорционально КНД антенны и не зависит от ее КПЛ.

В диапазонах УКВ и коротких воли мощность внутренних шумов бывает соизмерима с мощностью внешних помех или превышает ее. В этом случае отношение сигнал-шум пропорционально КУ приемной антенны.

Интенсивность внешних источников помех удобно оценивать эквивалентной шимовой температирой антенны Га (антенная температура).

Всякое нагретое тело излучает электромагнитные волны. Внутри замкнутой поверхности, стенки которой нагреты до некоторой температуры Т_я, плотность потока излученной электромагнитной энергии в диапазоне радиочастот на волне), в полосе частот Δt . приходящаяся на единицу телесного угла (спектральная плотность излучения П_г), на основании закона Рэлея-Джинса

$$\Pi_T = 2kT_s \Delta f/\lambda^2, \tag{6.33}$$

где $k=1,38\cdot 10^{-23}$ Вт/Гц-град — постоянная Больцмана; $T_{\rm s}$ — яркостная температура (градусы Кельвина). Яркостной температурой источника nomex называется температура абсолютно черного тела (АЧТ), создающего такую же плотность излучения, как и данный источник. Яркостиая температура электромагнитного излучения АЧТ равна его термодинамической температуре.

В согласованной нагрузке антенны, помещенной внутри данной замкнутой области и принимающей электромагнитные волны в пределах телесного угла Ω , выделится мощность $P = \prod_{I} \Omega S_{II}$ (S_д – действующая площадь антенны). Обычно излучаемые нагретыми телами волны поляризованы по случайным направленням; антенна же принимает волны одной определенной поляризации. Поэтому при приеме случайно поляризованного поля

$$P_{\text{nom}} = \Pi_I \Omega S_{\text{g}} / 2. \tag{6.34}$$

При приеме на воображаемую абсолютно ненаправленную антенну $(D=1, S_{\pi}=\lambda^{2}/4\pi, \Omega=4\pi)$, подставляя в (6.34) вместо Π_{T} формулу (6.33), получаем

$$P_{\text{nom}} = \frac{kT_{\text{R}}\Delta f}{\lambda^2} \frac{\lambda^2}{4\pi} = k\Delta f T_{\text{R}}.$$
(6.35)

Приемная антенна воспринимает помехи как теплового, так и нетеплового происхождения. В последнем случае величина T_я не имеет физического смысла и предназначена лишь для количественной оценки интенсивности шумов.

Мощность, выделяемая в нагрузке направленной приемной антенны источниками излучения, яркостная температура которых неравномерно распределена в пространстве, может быть определена по формуле, аналогичной (6.35):

$$P_{\text{nom}} = k \Delta f T_a, \tag{0.50}$$

где T_а — эквивалентная шумовая температура антенны (антенная температура).

Антенной температурой называется термодинамическая температура сопротивления, равного входному сопротивлению антенны, которое выделяет на входе приемника ту же мощность, что и данный источник помех.

В соответствии с (6.34)

$$P_{\text{HOM}} = \frac{1}{2} \int_{\theta} \int_{\theta} \frac{2kT_{\pi}(\theta, \varphi)}{\lambda^2} S_{\pi}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi,$$

где **О** и ф — сферические угловые координаты (центр сферы в точке расположения антенны); $S_{\mu}(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} D(\theta, \varphi); T_{\mu}(\theta, \varphi)$ угловое распределение Т_я внешних источников помех. Следовательно.

$$P_{\text{now}} = \frac{k\Delta f}{4\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} T_{g}(\theta, \varphi) D(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi.$$
(6.37)

Приравнивая правые части выражений (6.37) и (6.36), получаем

$$T_{a} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi}^{\pi} T_{\pi}(\theta, \varphi) D(\theta, \varphi) d\Omega, \qquad (6.38)$$

где dΩ — элемент телесного угла.

Яркостная температура радиоизлучения земного покрова в диапазоне УКВ считается примерно равной термодинамической температуре этого покрова (Тя=290 ... 300 К) *. Яркостная температура атмосферы определяется не только ес термодинамической температурой, но и зависит от частоты, так как шумовое излучение атмосферы обладает резонансными свойствами.

Известно, что $\int_{\Delta_{a}} D(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi$. Как следует из (6.38), $T_{a} = T_{a}$

и не зависит от формы ДН, если все лепестки ДН нахолятся в пространственном угле. в пределах которого Т, практически олинакова. Этот случай наиболее характерен при приеме помех (шумов) протяженных источников антеннами с узкими ДН и малым уровнем боковых лепестков.

(6.26)

^{*} При падении электромагнитных волн на земную поверхность, если угол наклона А превышает определенное значение, происходит их сильное рассеяние неровностями этой поверхности (отражение становится диффузным); коэффициент отражения стремится к нулю и по своим свойствам земной покров приближается к абсолютно черному телу.



Рис. 6.6

На рис. 6.6 представлены кривые, характеризующие зависимость T_{π} фонового космического излучения (космическое радиоизлучение состоит из общего фона и излучения дискретных источников) и теплового излучения прилегающей к земле атмосферы от частоты и от угла между направлением максимального излучения и горизонтальной плоскостью (Λ).

Антенная температура определяется полной ДН (с учетом всех боковых лепестков). Из-за боковых лепестков, расположен-50 100 ных под низкими углами к горизонту, *Т*_а увеличивается за счет приема радиоизлучения земного покрова и прилегающей атмо-

сферы. Вклад в суммарную эквивалентную шумовую температуру антенны, вносимый каким-либо боковым лепестком, определяется соотношением $T_{an} = a_n T_{nn}$, где T_{an} — антенная температура, создаваемая помехами, принимаемыми *n*-м боковым лепестком; a_n — доля излучаемой мощности, соответствующая данному лепестку; T_{nn} — яркостная температура среды, охватываемой телесным углом, в котором заключен данный боковой лепесток.

Приведенные здесь рассуждения и графики показывают, что антенная температура зависит от направленных свойств антенны, ориентировки се ДН относительно земли (угол Δ), от распределения в пространстве $T_{\rm s}$ источников помех и частоты. Чем ниже уровень боковых лепестков и больше угол Δ , тем меньше $T_{\rm a}$.

Полная эквивалентная шумовая температура на входе приемника

$$T_{\mathbf{a},\boldsymbol{\varphi},\boldsymbol{\Pi}\boldsymbol{O},\boldsymbol{\Pi}\boldsymbol{H}} = T_{\mathbf{a}}\boldsymbol{\eta} + T(1-\boldsymbol{\eta}), \qquad (6.39)$$

где T_a — антенная температура, определяемая по (6.38); T — термодинамическая температура антенны и элементов фидерного тракта ($T \approx 300$ K); $\eta - K\Pi Д$, определяемый потерями в антенне и фидерном тракте.

Часть II. ТИПЫ АНТЕННЫХ УСТРОЙСТВ

Глава 7. ПРОСТЫЕ ВИБРАТОРНЫЕ И ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ УКВ ДИАПАЗОНА

7.1. ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН УКВ ДИАПАЗОНА¹

Ультракороткие волны широко используются в радиосвязи, радиовещании и других областях современной радиотехники. Метровые волны применяются для телевидения и радиовещания. Дециметровые и сантиметровые волны широко используются для радиорелейной многоканальной связи, дальней связи с помощью волн, рассеянных на неоднородностях тропосферы. Отсутствие отражения этих волн от ионосферы позволяет использовать их для радиосвязи с космическими объектами, связи с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ), применяемых в качестве ретрансляторов. Дециметровые и сантиметровые волны используются также в радиолокации, радионавигации, радиоастрономии и т. д. При разработке новых линий связи, особенно предназначенных для передачи цифровых сообщений, требующих чрезвычайно широких полос пропускания, обращаются к более высоким частотам.

Ультракороткие волны позволяют осуществить устойчивую связь между наземными объектами в пределах так называемой прямой видимости, которая зависит от высот подвеса передающей и приемной антенн [10]. Для увеличения расстояния прямой видимости антенны приходится подинмать на большую высоту. Это предъявляет повышенные требования к механическим характеристикам антени, прежде всего к прочности, массе, парусности. Повышенные требования предъявляются также к конструкциям наземных антени для космической связи и радиолокационным антеннам, которые в процессе эксплуатации необходимо поворачивать для слежения за ИСЗ или целью. Целый ряд специфических требований иредъявляется к конструкциям бортовых антенн, особенно для космических систем.

В диапазоне УКВ возможно построение антенн, размеры которых велики по сравнению с длиной волны. Это позволяет при приемлемых размерах антенн реализовать высокую направлен-

¹ См. § В.З.

ность излучения (на сантиметровых волнах КНД может достигать сотен тысяч или даже миллионов единиц). Однако используются также антенны УКВ, размеры которых сравнимы с длиной волны. К таким антеннам, обладающим сравнительно широкой ДН, относятся простые вибраторные и щелевые антенны, рассматриваемые в настоящей главе. Простые антенны используются либо как элементы более сложных антенн (например, в составе антенных решеток, в качестве облучателей зеркальных антенн и т. д.), либо как самостоятельные излучатели.

Общими электрическими требованиями к антеннам рассматриваемого диапазона являются: относительно широкая полоса пропускаемых частот, высокая электрическая прочность и высокая степень согласования с питающим трактом.

7.2. ВОЗБУЖДЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ СИММЕТРИЧНОЙ ЛИНИЕЙ. РАЗНОВИДНОСТИ ПРОСТЫХ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН

Возбуждение (питание) симметричных вибраторов может осуществляться как симметричной, так и несимметричной липней. Наиболее просто осуществляется питание вибраторов с помощью симметричной линии, проводники которой подсослиняются непосредственно к плечам выбратора (рис. 7.1). Токи, равные по величине, но противоположные по направлению в проводах линии, переходя на проводники вибратора, протекают в одном направлении, что обеспечивает синфазное возбуждение плеч вибратора. Для улучшения диапазонных свойств, механической прочности, а также снижения напряженности поля у поверхности провода вибраторы обычно выполняют из труб или пластин с большим периметром поперечного сечения (вибраторы с пониженным волновым сопротивленисм). Форма поперечного сечения может быть различной: круглой, прямоугольной, треугольной и т. д. Для уменьшения шунтирующего действия емкости между торцами плеч вибратора поперечное сечение вибраторов постепенио уменьшается к точкам питания. Крепление вибраторов может осуществляться



с помощью металлического «изолятора», представляющего собой замкнутый отрезок симметричной линии длиной $\lambda/4$ (рис. 7.1). Входное сопротивление такой линии весьма велико и не оказывает шунтирующего действия на лииню питания.

Длина вибратора определяется требованиями к его ДН и





согласованию вибратора с питающей линией. Для получения высокого КБВ в питающей линии необходимо, чтобы входное сопротивление вибратора было чисто активным (условие резонанса) и близким к волновому сопротивлению линни W, которое в диапазоне УКВ составляет примерно 200 ... 500 Ом. Для сравнительно тонких вибраторов условие резонанса выполняется при длине вибратора, близкой к 0,5 или 1,0 или 1,0 или в первом случае R_{вх} оказывается существенно меньше, а во втором — существенно больше W (см. § 2.5). Обеспечить хорошее согласование симметричного вибратора с питающей линней можно, если вибратор выполнить по петлевой схеме, предложенной А. А. Пистолькорсом (так называемый илейф-вибратор, рис. 7.2,а). Вибратор состоит из двух параллельных проводов, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга ($d/\lambda = 1/20$... 1/40). Концы проводов замкнуты накоротко, длина вибратора выбирается равной примерно $\lambda/2$.

Распределение тока в петлевом вибраторе в первом приближении совпадает с распределением тока в эквивалентной короткозамкнутой двухпроводной линни, нереход к которой иллюстрируется на рис. 7.2,б. Провода петлевого вибратора возбуждаются в фазе. Ввиду малости расстояния межлу проволами при расчете поля излучения петлевого вибратора его можно заменить обычным полуволновым симметричным вибратором, ток в котором I=2I_ш, гле I_ш – ток в шлейф-вибраторе. Очевидно. что ДН шлейф вибратора практически не отличается от ДН обычного полуволнового вибратора. Однако входное сопротивление этих двух излучателей оказывается разным. Активную часть вхолного сопротивления шлейф-вибратора R_{вх.ш} (равную сопротивлению излучения R_{Σm}, поскольку пучность тока приходится на точки питания) можно найти, приравнивая мощности излучения петлевого вибратора и симметричного вибратора с током /=2/ш: $I^{2}_{m}R_{\Sigma m}/2 = (2I_{m})^{2}R_{\Sigma 0}/2$, где $R_{\Sigma 0}$ - сопротивление излучения симметричного полуволнового вибратора. Отсюда $R_{\text{вх.ш}} = R_{\text{Σш}} =$



= $4R_{\Sigma0} \approx 4.73 = 292$ Ом. Реактивная составляющая входного сопротивления шлейф-вибратора может быть обращена в нуль, если настроить вибратор в резонанс, т. е. несколько укоротить его длину по сравнению с $\lambda/2$. Если питание шлейф-вибратора осуществлять типовым симметричным фидером с W = 300 Ом, то КБВ в фидере будет близок к единице.

Указанная величина $R_{\text{вх.ш}}$ соответствует петлевому вибратору с одинаковым диаметром верхнего и нижнего проводов $(d_2=d_1)$. По мере увеличения d_2/d_1 входное сопротивление растет. Диапазонные свойства петлевого вибратора зависят от отношения d_2/d_1 и абсолютной толицины проводов. Крепление шлейф-вибратора к опоре можно осуществить с помощью металлического стержня, подсоединенного к середине верхнего провода (рис. 7.2,*a*). Так как в центре этого провода имеет место узел напряженности электрического поля, то наличие стержня практически не оказывает влияния на работу вибратора.

Петлевые вибраторы широко применяются в диапазонах метровых и дециметровых воли (например, в приемных телевизионных антеннах).

Для расширения рабочего диапазона вибраторов целесообразно наряду с уменьшением волнового сопротивления (достигаемого увеличением диаметра вибратора) выполнять антенну из двух частей, имеющих различные частотные зависимости входных сопротивлений. Иллюстрацией может служить диапазонный шунтовой вибратор, предложенный Г. З. Айзенбергом (рис. 7.3, а). Шунт 3-7-4 одновременно выполняет функции крепления. Упрощенная эквивалентная схема антенны представлена на рис. 7.3,б. При соответствующем подборе геометрических размеров вибратора и шунта реактивная составляющая разомкнутого отрезка эквивалентной линии 3-5-6-4 компенсируется реактивным входным сопротивлением замкнутого отрезка 3-7-4. При этом удается получить удовлетворительное согласование (КБВ> $\geq 0,3$) примерно в четырехкратном диапазоне волн $(0,15 \leq l/\lambda <$ ≤0,65). Угол ¢ (рис. 7.3,а) обычно не превосходит 45°, причем с увеличением этого угла возрастает неравномерность ДН в Н-

плоскости (максимум излучения направлен в сторону, противоположную шунту).

Для уменьшения массы вибраторов при большом диаметре их можно выполнять полыми (в виде трубки). Однако в диапазоне метровых волн даже полые вибраторы могут иметь слишком большую массу. В этом случае целесообразнее выполнять вибратор из проводов, расположенных по образующей цилиндра (так называемый диполь Надененко, рис. 7.4). При расчете волнового сопротивления W_a диполя Надененко его можно заменить

сплошным цилиндром с эквивалентным диаметром $d_3 = d\sqrt[n]{n\delta/d}$, где n — число проводов (обычно $n=6\ldots 8$); δ — диаметр проводов; d — диаметр диполя. Питание диполя целесообразно осуществлять фидером с волновым сопротивлением W = 300 Ом. При этом в диапазоне $0.25 \le l/\lambda \le 0.63$ КБВ не падаст ниже 0.3. Улучшение согласования может быть достигнуто применением проволочного варианта шунтового питания.

7.3. ВОЗБУЖДЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИЕЙ. СИММЕТРИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Симметричная двухпроводная линия относится к открытым линиям передачи, основными недостатками которых являются подверженность воздействию атмосферных осадков и излучение самой линии (антенный эффект), возрастающие с ростом частоты. Поэтому в диапазоне УКВ для питания симметричных вибраторов желательно применять экранированные линии в виде коаксиальных кабелей или жестких коаксиальных линий.

При непосредственном присоединении коаксиального кабеля к симметричному вибратору (рис. 7.5) ток I_1 , текущий по внутреннему проводнику, равен току в правом плече вибратора. Ток I_2 , текущий по внутренней поверхности экрана, разделяется на два тока: I'_2 — течет по левому плечу вибратора и I''_2 — течет по внешней поверхности оболочки кабеля. Так как $I'_2 \neq I_1$. то плечи вибратора возбуждаются неодинаковыми по амплитуде и по фазе токами, что искажает ДН вибратора. Кроме того, излучение, обусловленное током I''_2 , создает дополнительное искажение ДН. Поэтому питание симметричных вибраторов несимметричным коаксиальным кабелем должно осуществляться с помощью специальных симметрирующих устройств.

Рассмотрим симметрирующее устройство типа «стакан», схема которого привелена на рис. 7.6. Полый металлический цилиндр (стакан), имеющий длину $\lambda/4$, соединен накоротко с внешней поверхностью питающего фидера и образует с ней коаксиальную линию. Входное сопротивление этой линии в точках *ab* очень велико, вследствие чего ток I_2 , текущий по внутренней поверх-



ности экрана, почти целиком переходит на плечо вибратора. Таким образом, металлический стакан играет роль изолятора, препятствующего ответвлению тока /2 на внешнюю поверхность питающего фидера.

Другим типом симметрирующего устройства является устройство типа «U-колена» (рис. 7.7). Ток /, текущий по внутреннему проводнику основного кабеля, идущего от генератора, разделяется в точке *a* на две равные части, которые поступают на плечи вибратора, причем путь *ac* отличается от пути *abd* на $\lambda_{\rm B}/2$ (где $\lambda_{\rm B}$ — длина волны в кабеле). Так как в длинной линии на пути $\lambda_{\rm B}/2$ фаза тока меняется на обратную, то токи в точках *c* и *d* оказываются в противофазе. При этом плечи вибратора возбуждаются синфазно токами одинаковой амплитуды. Однако для получения полной симметрии возбуждения необходимо выровнять токи, ответвляющиеся на внешние поверхности кабеля вблизи точек *c* и *d*. Для этого необходимо внешние поверхности



вблизи точек с и d. Размер l (см. рис. 7.7) зависит от типа вибратора; соответствующим выбором его возможно обеспечить согласование вибратора с общим кабелем. Так, для симметричного полуволнового вибратора, настроенного в резонанс, расстояние l выбирают равным $\lambda_{\rm B}/4$. Симметрирующее устройство типа «U-колена», как и устройство типа «стакан», является узкополосным.

На рис. 7.8 изображена схема щелевого возбуждения симметричного вибратора. Оболочка жесткой коаксиальной линии разрезается двумя узкими щелями; при этом две половины оболочки можно рассматривать как двухпроводную линию. Внутренний провод линии короткозамкнутой перемычкой К соединен с одной из половин оболочки. В точках *a* и *b* присоединяются плечи вибратора.

Как известно, продольные щели в оболочке кабеля, в котором распространяется волна типа Т, не пересекают линии тока проводимости на внутренней поверхности оболочки и поэтому не возбуждаются. При наличии короткозамыкателя К ток, протекающий по нему, возбуждает в кабеле отраженные волны высших типов, в первую очередь волну типа Н₁₁ коаксиальной линии. Поскольку размеры кабеля ниже критических для этого типа волны, то она не распространяется. Однако поперечные токи, наводимые этой волной на внутренней поверхности оболочки, возбуждают щели, причем напряжения в щелях U_ш синфазны (см. рис. 7.8). Двухпроводная линия, образованная двумя частями разрезанной оболочки, возбуждается в режиме Т-волн. Соответственно плечи вибратора возбуждаются синфазно с равной амплитудой при любой длине щелей, т. е. устройство может работать в диапазоне частот. Однако наилучшее согласование вибратора с питающей линией (при равенстве входного сопротивления вибратора R_{вх} волновому сопротивлению кабеля W) происходит при длине щелей, равной $\lambda/4$, при этом входное сопротивление двухпроводной линии (замкнутой на конце, т. е. в точке c) очень велико и не шунтирует вибратор. Если $R_{BX} \neq W$, то применяют четвертьволновый согласующий трансформатор с волновым сопротивлением $W_{12} = \gamma R_{BX} W$, причем реализуют трансформатор обычно соответствующим изменением диаметра внутреннего проводника коаксиального кабеля на длине $\lambda/4$ вблизи точек питания.

В диапазоне УКВ для питания симметричных вибраторов также широко используются устройства с симметрирующей приставкой (рис. 7.9,*a*). Здесь рядом с коаксиальной линией параллельно ей помещается специальный проводник, имеющий такие же внешние размеры, что и кабель. С этим проводником соединяется внутренний проводник питающей линии. Для выравнивания токов *I*"₁ и *I*"₂, ответвляющихся как с внутреннего проводника кабеля, так и с внутренней поверхности его оболочки,



оболочка кабеля соединяется с дополнительным проводником короткозамыкателем К. В результате равными получаются и токи I'1 и I'2, возбуждающие плечи вибратора. Внешняя поверхность оболочки кабеля и проводник, по которым протекают токи /"1 и 1"2, можно рассматривать как двухпроводную линию с волновым сопротивлением W'к.з. Так как направление токов /'1 н /"2 противоположно, то они практически не излучают. Эквивалентная схема устройства приведена на рис. 7.9, б. При длине линии $l = \lambda/4$ входное сопротивление ее очень велико и не шунтирует вибратор, т. е. линия выполняет роль металлического изолятора, к которому крепят плечи вибратора. Если входное сопротивление выбратора R_{вх} равняется волновому сопротивлению W коаксиальной линии, то схема оказывается согласованной (при $R_{\text{вx}} \neq W$ можно использовать четвертьволновый трансформатор, размещаемый в основном кабеле вблизи точек питания). При изменении частоты симметрирование остается, но согласование ухудшается из-за шунтирующего действия короткозамкнутой линии и изменения входного сопротивления вибратора.

Для широкополосных вибраторов, входное сопротивление которых чисто активное и мало меняется с изменением частоты,



можно осуществить одновременно к симметрирование, и согласование в широкой полосе частот с помошью другого варианта схемы (на рис. 7.10.а). Здесь дополнительный проводник выполнен в виде разомкнутого на конце коаксиального шлейфа, волновое сопротивление которого обозначим $W_{x,x}$. Для согласования предусмотрен четвертьволновый трансформатор с волновым сопротивлением $W_{\tau p} = \sqrt{R_{BX}W}$, реализованный изменением диаметра внутрешнего проводника питающей коаксиальной линии. Эквивалентная схема устройства показана на рис. 7.10,6. На центральной частоте ($\lambda_{cp} = 4l$) входное сопротивление разомкнутого шлейфа близко к нулю, короткозамкнутого отрезка двухпроводной линии — очень велико и вибратор полностью согласован с фидером. При измещении частоты изменения входного сопротивления шлейфа и линии в значительной степени компенсируют друг друга, в результате чего согласование сохраняется. Выбор величин $W_{K,3}$ и $W_{X,X}$ зависит от соотношения R_{BX} и W, а также от требуемого диапазона частот и допустимого значения минимального КБВ. Разумеется, степень согласования зависит от диапазонных свойств самого вибратора.

В заключение отметим, что рассмотренные устройства применимы не только для питания симметричных вибраторов с помощью коаксиальных линий, но и для питания других типов антенн с симметричным входом.

7.4. БИКОНИЧЕСКИЕ ВИБРАТОРЫ

В отличие от вибраторных антени обычной цилиндрической формы, погонная емкость и соответственно волновое сопротивление которых непостоянны по длине (см. § 2.1), биконические вибраторы (рис. 7.11, а) характеризуются постоянными по длине значениями указанных параметров. Соответственно биконус бесконечной длины можно рассматривать как однородную линие, вдоль которой без отражения распространяется поперечная электромагнитная волна (типа Т). Входное сопротивление такой биконической линии постоянно и равно ее волновому сопротивлению W. При конечной длине конусов распространяющиеся влоль них волпы частично излучаются через поверхность S (апертура вибратора, рис. 7.11,а), а частично отражаются к вершинам конусов. Входное сопротивление такой антенны можно рассчитать с помощью эквивалентной схемы (рис. 7.11,б), где линия длиной *l* (равная длине конусов) с волновым сопротивлением $W = 120 \ln \operatorname{ctg}(\theta_0/2)$, где θ_0 — половина угла при вершине конуса, нагружена на сопротивление $Z_t = R_t + iX_t$. Нагрузочное сопротивление Z_t , величина которого зависит от длины конусов *l* и угла θ_0 , учитывает явления, связанные с конечной длиной конусов. Графики Rt и Xt для конусов с углом 00, близким к 30°, показаны на рис. 7.12 [3]. Реактив-10-6464 145



Рис. 7.11

ное сопротивление X_t является емкостным, монотонно убывающим (по модулю) с ростом частоты.

Входное сопротивление биконической антенны при малых значениях угла θ_0 , как и для тонких цилиндрических антенн, резко зависит от частоты. При увеличении θ_0 зависимость от частоты сглаживается, активное сопротивление при увеличении kl колеблется вокруг величины, равной W, реактивное сопротивление колеблется относительно нулевого значения. Зависимость $R_{\rm BX}$ и $X_{\rm BX}$ от частоты для антенны с углом $\theta_0 = 30^{\circ}$ приведена на рис. 7.13. Подобный характер $Z_{\rm BX}$ позволяет добиться удовлетворительного согласования биконической антенны с питающим фидером практически в полубесконечной полосе частот, начиная с некоторой граничной частоты $f = f_{\rm rp}$.

Улучшить степень согласования и снизить f_{rp} (что эквивалентно уменьшению длины антенцы l при данной частоте f) можно, применяя согласующие устройства типа шунтов, расположенных непосредственно в апертуре вибратора (рис. 7.14). Подобные шунты эквивалентны нидуктивным штырям в регулярных линиях передачи, например в прямоугольном волноводе, однако помимо ре-





активности вносят некоторое активное сопротивление за счет излучения протекающих по ним токов. Сопротивление $Z_{\rm m}$, вносимое шунтами, на эквивалентной схеме, приведенной на рис. 7.11, можно изобразить подключенным параллельно сопротивлению Z_t . Величина $Z_{\rm m}$ зависит в основном от длины вибратора, угла θ_0 и в меньшей степени — от толщины шунтов, причем реактивная составляющая проводимости шунтов $Y_{\rm m} = 1/Z_{\rm m}$ изменяется от частоты подобно реактивной составляющей проводимости $Y_t = 1/Z_t$, но с обратным знаком [3]. Подбирая параметры индуктивных шунтов, в том числе их количество (обычно 2 ... 3), добиваются в широкой полосе частот существенной компенсации реактивной составляющей Y_t в апертуре вибратора и выполнения условия $Y_t + Y_{\rm m} \approx$ $\approx 1/W$, соответствующего условию согласования, при сравнительно малой длине вибраторов на нижней частоте диапазона.

Биконические антенны весьма широкополосны не только по входному сопротивлению, но и по направленным свойствам. Максимум ДН биконических антенн с углом $\theta_0 = 30 \dots 60^\circ$ ориентирован в направлении, перпендикулярном оси антенны, вплоть до значений $l/\lambda = 1,25 \dots 1,5$. Нулевые провалы в ДН при этом имеют место только в направлении оси вибраторов. Наличие согласующих шунтов приводит к неравномерности ДН в плоскости, нормальной к оси антенны. Это можно использовать для создания однонаправленного излучения в указанной плоскости соответствующим расположением шунтов.

Весьма широкополосными являются также плоские вибраторы с плечами треугольной формы. При бесконечной длине каждого плеча входное сопротивление не зависит от частоты и равно волновому сопротивлению W. Зависимость W от угла θ_0 (где θ_0 — половина угла при вершине вблизи точек питания) приведена на рис. 7.15. Подобные антенны можно одновременно рассматривать и как плоский вибратор со входным сопротивлением Z_1 , и как ще-


Рис. 7.17



левой излучатель, вырезанный в бесконечной металлической плоскости и обладающий таким же сопротивлением Z_1 , поскольку это одна и та же антенна. Сопротивление щелевого излучателя Z_1 согласно (2.47) связано с сопротивлением Z_2 металлического аналога щели (т. е. металлического вибратора таких же размеров, как и щель) соотношением

 $Z_1 Z_2 = (60\pi)^2. \tag{7.1}$

При $\theta_{\bullet} = 45^{\circ}$ антенна удовлетворяет принципу самодополнительности, т. е. металлический аналог щели соответствует плоскому вибратору (с точностью до поворота на 90°). В этом случае $Z_2 = Z_1$; соответственно из (7.1) получаем

$$Z_1 = Z_{BX} = 60\pi \approx 188$$
 OM.

Реально антенну с плоскими плечами выполняют по схеме, изображенной на рис. 7.16, с. Металлические шунты, замыкающие края вибратора, играют такую же роль, как в рассмотренной выше схеме биконической антенны. Угол θ₀ выбирается в пределах 35...50°, в зависимости от волнового сопротивления питающего фидера. Подобные антенны работают практически в полубесконечной полосе частот, однако их длина L (рис. 7.16, a), необходимая для удовлетворительного согласования на граничной частоте, несколько превышает длину биконических антени (0,32 мах и 0,22 соответственно). Для уменьшения длины плоских вибраторов без ухудшения уровня согласования подключение шунтов можно выполнять по схеме, изображенной на рис. 7.16, 6, Роль дополнительного согласующего элемента здесь играет емкостное сопротивление, значение которого определяется зазором между торцами вибратора и металлической перемычкой, соединяющей шунты, и поперечными размерами персмычки.

7.5. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ

Любую из рассмотренных выше симметричных вибраторных антенн можно превратить в несимметричную, если использовать только одно плечо вибратора, располагая его перпендикулярно



проводящей плоскости. В качестве проводящей плоскости может быть использован, например, металлический корпус автомобиля, самолета, корабля или специальный экран. Возбуждение осуществляется обычно с помощью коаксиального кабеля.

Рассмотрим некоторые варианты несимметричных антенн. Простейшая несимметричная вибраторная антенна (штыревая антенна) представлена на рис. 7.17, а. Высота антенны выбирается около четверти длины волны. При плоском экране входное сопротивление несимметричного вибратора приближенно соответствует половине входного сопротивления соответствующего симметричного вибратора (см. § 3.5.3), причем тем точнее, чем больше размеры экрана. Так, для экрана днаметром $D = 10\lambda$ погрешность составляет не более 1 Ом. Влияние конечных размеров экрана на ДН сказывается на отклонении максимума излучения вверх от плоскости экрана, соответственно интенсивность излучения вдоль экрана уменьшается.

На рис. 7.17,6 изображен вариант несимметричного петлевого вибратора, спабженного перемычкой для настройки. Преимуществом антенны в конструктивном отношении является возможность иепосредственного крепления ее к экрану. Вариант этой же антенны, показанный на рис. 7.17,e, позволяет увеличить действующую высоту антенны при малых вертикальных размерах (см. п. 3.5.3). На рис. 1.17,e приведена схема шунтового питания несимметричного вибратора, позволяющая изменением точки подключения центрального проводника питающего кабеля осуществить согласование антенны. При высоте антенны около $\lambda/4$ она обладает чисто активным входным сопротивлением, поскольку реактивные сопротивления верхней (*bc*) и нижней (*ab*) частей антенны компенсируют друг друга. На рис. 7.17, ∂ показан вариант антенны с верхним питанием, обладающей расширенной полосой



пропускания. В несимметричном варианте используются также широкополосные конические вибраторы, в частности плоские вибраторы, построенные по принципу самодополнительности (рис. 7.17,е).

В отдельных случаях экран антенны может быть выполнен в виде системы радиальных штырей (рис. 7.18).

В диапазоне УКВ широко применяются также диско-конусные антенны, представляющие собой конический излучатель с экраном малого радиуса (диском). Питание к антенне полводится коаксиальным кабелем со стороны конуса, причем центральный проволник подсоединяется к диску, а оболочка — к конусу (рис. 7.19). Угол 2 выбирается равным 30...60°. Антенна работает в широком диапазоне частот, причем на нижней частоте диапазона длина образующей конуса должна быть несколько больше четверти длины волны. Диаметр диска $d \approx 0,7D$, где D — диаметр основания конуса. Диаграмма направленности имеет ненаправленную форму в горизонтальной плоскости, в вертикальной — максимум излучешия отклоняется в сторону конуса, причем тем сильнее, чем выше частота колебаний.

7.6. АКТИВНЫЕ ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Важной задачей при разработке практических конструкций вибраторных антени является уменьшение их размеров. Известно, что КНД слабонаправленных антени достаточно малых размеров почти не уменьшается при их дальнейшем уменьшении (так, КНД симметричного вибратора при уменьшении длины плеча от l= =0,257 почти до нуля изменяется от 1,64 до 1,5). Однако при уменьшении длины обычного вибратора резко уменьшается активная и увеличивается реактивная составляющие его входного сопротивления, что ведет к сужению полосы пропускаемых частот и к уменьшению КПД. Попытка согласовать такую антенну с фидером или со входом приемника с помощью пассивного четырехпо-150



люсника из реактивных элементов не дает требуемых результатов даже в весьма узкой полосе частот.

Решение задачи расширения полосы рабочих частот малогабаритной антенны может быть осуществлено с помощью активных антенн, т. е. излучателей с встроенными непосредственно в них активными полупроводниковыми приборами. Подобные антенны обычно применяются в приемном режиме.

Рассмотрим в качестве примера иесимметричный вибратор (рис. 7.20,а), на входе которого подключен широкополосный транзисторный усилитель, собранный по схеме с общим коллектором (цепн питания траизистора на рисунке не показаны). Эквивалентная схема устройства приведена на рис. 7.20,6. При длине плеча вибратора *l* < 0,252min значение ЭДС & = l_дE (где E — напряженность внешнего поля) практически не меняется при изменении частоты колебаний из-за постоянства действующей длины ід (см. § 1.2). В отличие от обычного принятого в пассивных приемных антепнах (см. § 6.2) режима комплексно-сопряженного согласования входного сопротивления антенны Z_{вх} и входного сопротивле-

иия усилителя $Z_{\text{вх}}^{\text{усил}}(Z_{\text{вх}} = \tilde{Z}_{\text{вх}}^{\text{усил}})$, в данной схеме выбирается режим | Z_{вх} | » | Z_{вх} |. Такой рассогласованный режим обеспечивает практически неизменное значение напряжения на входе усилителя, несмотря на изменсние входного сопротивления антенны в процессе работы [11]. Соответственно обеспечивается частотная независимость напряжения на нагрузке усилителя, если коэффициент передачи по напряжению при изменении частоты остается постоянным. Поскольку указанное свойство сохраняется независимо от измещения Z_{вх}, то днаметр вибратора можно выбирать только из конструктивных соображений и, в частности, делать его малым. Длину плеча вибратора также можно уменьшить до требуемых, достаточно малых размеров. При этом уменьшение ЭДС, наводимой полем падающей волны, может быть скомпенсировано за счет усилителя.

Естественно, что введение усилительного каскада в антенну приводит к увеличению тепловых внутренних шумов, однако в низкочастотном диапазоне УКВ (до 30 ... 50 МГц), где существуют большие уровни внешних шумов и соответственно не предъявляют особых требований к уровню внутренних шумов, это вполне допустимо. Подобные устройства применяют обычно в качестве автомобильных и телевизионных антенн.

Включение активных элементов в антенну позволяет кроме уменьшения размеров и расширения полосы частот обеспечить электрическое управление распределением тока на антенне, поляризационными характеристиками антенны и пр.

Активные антенны в общем случае представляют собой невзаимные устройства. Малогабаритные передающие антенны исследованы менее, чем приемные. Основным преимуществом здесь является повышение КПД за счет уменьшения потерь, вносимых питающим фидером. Серьезным препятствием пока оказывается проблема уменьшения излучения на гармониках вследствие нелинейности транзистора, что ограничивает предельную широкополосность.

7.7. ЩЕЛЕВЫЕ РЕЗОНАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Щелевые антенны, в отличие от вибраторных, являются невыступающими антеннами, поэтому не нарушают аэродинамику объектов, на которых они установлены. Подобное преимущество обусловливает, в частности, широкое применение их на самолетах, ракетах и других передвижных объектах. Однако, поскольку прорезание щели в корпусе объекта ослабляет прочность конструкции, щелевые антенны (обычной конструкции) используются глав-



ным образом в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн, где их длина, равная обычно $\lambda/2$. невелика.

Для создания однонаправленного излучения щель снабжается резонатором, например, волноводного типа (рис. 7.21). Длнна резонатора для устранения шунтирования щели выбирается равной $\lambda_{\rm B}/4$, где $\lambda_{\rm B}$ соответствует длине волны H_{10} в прямоугольном волноводе с размерами $a \times b$ (рис. 7.21). Упрощенно резонатор можно представить в виде закороченной на конце двухпроводной линии, которая при длине $\lambda_{\rm B}/4$ обладает бесконечным входным сопротивлением. Щель возбуждается коаксиальным кабелем. Для лучшего согласования щели (входное сопротивление которой при дли-



не, равной $\lambda/2$, составляет примерно 1000 Ом) точки питания целесообразно располагать не в центре щели, а ближе к одному из ее концов.

Металлические поверхности, в которых прорезаны щели, имеют ограниченные размеры, поэтому в общем случае формулы, полученные для расчета ДІІ на основе принципа двойственности (см. § 2.6), не применимы. В плоскости *H* (параллельной оси щели) ДН мало зависит от размеров экрана (так как щель не излучает вдоль оси) и в первом приближении остается такой же, как для бесконечного экрана. Сказанное относится и к щелевым антеннам на металлических поверхностях другой формы. Для расчета ДН в плоскости *E* необходимо использовать строгие методы, основанные на решении соответствующих задач дифракции [6]. Влияние размеров плоского экрана на ДН в плоскости *E* иллюстрируется на рис. 7.22 (здесь же штриховой линией приведена ДН для бесконечного экрана).

Глава 8. АНТЕННЫ ПОПЕРЕЧНОГО И ОСЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ УКВ ДИАПАЗОНА

8.1. СИНФАЗНЫЕ ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Общая теория синфазных решеток была рассмотрена в гл. 4. Здесь рассматривается устройство синфазных вибраторных аптенн, применяемых для создания направленного излучения в метровом и дециметровом диапазонах волн.

Антенны состоят из вибраторов, располагаемых в несколько этажей с расстоянием между этажами $\lambda/2$. Существует несколько модификаций схем питания вибраторов. Наиболее простой является схема, изображенная на рис. 8.1,*а*. Вибраторы, размещаемые

152



друг под другом, подсоединяются к вертикальной двухпроводной лишии. Поскольку фаза напряжения в точках линии, удаленных друг от друга на $\lambda/2$, меняется на 180°, для обеспечения синфазности питания вибраторов провода фидера перекрещиваются.

Входное сопротивление каждого вибратора определяется как сумма собственного и наведенных сопротивлений по формуле, аналегичной (3.19). Поскольку вибраторы подсоединяются к фидеру через $\lambda/2$, их входные сопротивления пересчитываются к началу линии так, что оказываются включенными параллельно. Для того чтобы результирующее активное сопротивление было соизмеримо с волновым сопротивлением фидера (реактивная компонента сопротивления устраняется благодаря настройке вибраторов в резонанс), необходимо большое входное сопротивление вибраторов.

Это достигается выбором длины плеча вибраторов, близкой к λ/2, при которой собственное входное сопротивление вибраторов весьма значительно (см. § 2.5). Распределение амплитуд токов, возбуждающих вибраторы, в схеме, изображенной на рис. 8.1,а, получается равномерным. Неравномерное амплитудное распределение (для уменьшения уровня боковых лепестков) в горизонтальной плоскости может быть создано подбором волновых сопротивлений параллельно включенных фидеров. Переход от двухпроводной линии к коаксиальному кабелю на выходе антенны осуществляется с помощью одной из схем симметрирующих устройств (см. § 7.3).

1

Недостатком описанной схемы является ее узкополосность, поскольку синфазность питания резко нарушается при отходе рабочей частоты от расчетной. Значительно более широкополосной является схема, изображенная на рис. 8.1,6. Синфазность питания



здесь достигается на любой частоте, поскольку расстояния от входа антенны до любого вибратора одинаковы. Число вибраторов в этаже должно быть равно 2^n , где n=1, 2, 3, ... Аналогичное требование предъявляется к числу этажей. Подобная схема питания значительно сложнее предыдущей, особенно при большом числе вибраторов.

Удовлетворительные результаты могут быть достигнуты при использовании более простой комбинированной схемы питания (рис. 8.2), когда отдельные группы вибраторов, питаемые перекрещивающимся фидером параллельно соединяются между собой в средних точках.

Максимальное излучение синфазной решетки вибраторов ориентировано нормально к плоскости расположения вибраторов, причем направленность излучения в плоскости Е (плоскости, парадлельной осям вибраторов) определяется числом вибраторов в одном этаже, а в плоскости Н (плоскости, перпендикулярной осям вибраторов) — числом этажей. Однонаправленность излучения достигается применением апериодических рефлекторов, отстоящих от активного полотна на расстоянии примерно $\lambda/4$. Рефлектор в диапазоне УКВ выполняется обычно либо сплошным, либо из проводов, параллельных вибраторам и натянутых на жесткой раме. Вибраторы крепятся к экрану (рис. 8.3) с помощью металлических стержней, подсоединяемых к середине плеч вибраторов (в точке узла напряжения) и не оказывающих поэтому влияния на их работу.

Описанные принципы построения синфазных вибраторных антепн используются и в декаметровом диапазоне волн (см. § 12.3).

Формулы для расчета множителя системы синфазной вибраторной решетки приведены в п. 4.3.2.

8.2. МНОГОЩЕЛЕВЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ АНТЕННЫ

В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн для получения узких ДН, максимум которых ориентирован по нормали к антение или отклонен от нее на некоторый угол, широко используются многощелевые волноводные антенны. Обычно применяются щели, прорезанные в узкой или широкой стенке прямоугольного волновода, работающего в режиме волны H_{10} , и возбуждаемые токами, текущими на внутренней поверхности стенок волновода. Картина линий тока в фиксированный момент времени показана на рис. 8.4. Эпюры составляющих плотности тока приведены на рис. 8.5, здесь же указаны направления этих токов.

Если щель, прорезанная в стенке волновода, пересекает линии плотности поверхностного тока, то последний переходит в ток смещения, текущий перпендикулярно краям щели; между краями щели создается разность потенциалов. Подобная щель вызывает излучение электромагнитной энергии в окружающее пространство. Если узкая щель не пересекает линии плотности поверхностного тока, то она не возбуждается и соответственно не излучает.

Следовательно, продолыная щель на узкой стенке волновода (см. рис. 8.4) вызывает излучение независимо от ее положения. На широкой стенке волновода интенсивность возбуждения продольной щели зависит от ее положения. Максимальная интенсивпость получается при расположении щели вблизи края стенки; при расположении продольной щели в середине широкой стенки она не излучает, так как плотность поперечного тока J_x здесь равна нулю (см. рис. 8.5). Поперечная щель на узкой стенке не излучает; интенсивность излучения поперечной щели на широкой стенке уменьшается при смещении центра щели относительно середины. Наклонные излучающие щели можно прорезать как на узкой, так



и на широкой стенке. Интенсивность возбуждения таких щелей можно регулировать изменением угла наклона.

Щель, прорезанная в стенке волновода, представляет для последнего некоторую нагрузку и влияет на режим его работы. Часть энергии, идущей по волноводу, излучается щелью, часть — отражается от нее, как от всякой неоднородности, и направляется обратно к генератору, часть — проходит дальше. Влияние щели на





эквивалентных схемах в простейших случаях продольной или поперечной щели учитывается включением в длинную линию, эквивалентную волноводу [4], последовательного или параллельного сопротивлений.

Электродинамический анализ показывает, что поперечная щель имеет схему замещения в виде последовательно включенного сопротивления Z = R + iX (рис. 8.6,*a*), причем при настройке щели в резонанс (некотором изменении длины щели по сравнению с $\lambda/2$) реактивное сопротивление X=0, а величина R'=R/W, где W волновое сопротивление эквивалентной линии определяется как [12]

$$R' = 0.523 \left(\lambda_{\rm B}/\lambda\right)^3 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi \lambda}{4a}\right), \qquad (8.1)$$

причем а и b — размеры поперечного сечения волновода (см. рис. 8.4); x_i — смещение центра щели относительно средней линии. Продольная щель на эквивалентной схеме (рис. 8.6,6) изображается как параллельно подключенная проводимость Y = G + iB, причем при резонансе B = 0, а нормированная активная составляющая проводимости [12]

$$G' = 2,09 \frac{a}{b} \frac{\lambda_{\rm B}}{\lambda} \sin^2 \left(\frac{\pi x_{\rm I}}{a} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2 \lambda_{\rm B}} \right). \tag{8.2}$$

Ширина щели независимо от ее расположения выбирается исходя из условия обеспечения необходимой электрической прочности и требуемой полосы рабочих частот.

Одним из возможных вариантов построения многощелевой волноводной антенны является антенна с нерезонансным возбуждением щелей, прорезанных в стенках волновода, нагруженного на согласованную нагрузку. В схемах с прямофазной связью щелей с волноводом, изображенной, например, на рис. 8.7, когда фазы возбуждения щелей совпадают с фазой бегущей волны в точках размещения щелей, фаза каждой последующей щели запаздывает относительно предыдущей на величину $\psi = 2\pi d/\lambda_B$, где d — расстояние между центрами щелей. Максимум излучения при этом отклоняется от нормали к оси волновода на угол

$$\theta_{r,1} = \arcsin(\psi/kd) = \arcsin(\lambda/\lambda_B),$$
(8.3)

т. е. направление максимума излучения не зависит от шага d.



При использовании стандартных волноводов $\lambda_{\rm B} \approx 1.4\lambda$, соответственно угол $\theta_{\rm r,r} \approx 60^{\circ}$. Во избежание вторичных главных максимумов шаг **d** не должен превышать значение, определяемое (4.38).

Для уменьшения ψ и соответствующего уменьшения $\theta_{r,n}$ используются схемы с переменно-фазной связью, при которой $\psi = 2\pi d/\lambda_{\rm B} + \pi$. Дополнительный сдвиг, равный π , достигается, например, за счет шахматного расположения продольных щелей на широкой степке волновода (рис. 8.7,6), возбуждаемых поперечными токами, текущими в разные стороны от оси волновода (см. рис. 8.5). Аналогичного эффекта можно достичь, прорезая наклопные щели на узкой степке волновода с переменным углом наклона (рис. 8.7,*в*). Излучение таких щелей определяется в основном составляющей вектора *E*, параллельной оси волновода.

В нерезонансных переменно-фазных антеннах с продольными щелями шаг решетки выбирается отличным от $\lambda_{\rm B}/2$ (обычно $d = -0.25 \dots 0.8\lambda$). При этом отражения от отдельных щелей взаимно компенсируют друг друга. Антенна оказывается хорошо согласованной с питающим волноводом, в котором устанавливается режим бегущей волны. Кроме того, можно считать, особенно при большом числе щелей ($N \ge 15$), что режим, близкий к бегущей волне, устанавливается по всей длине антенны. При одинаковом смещении целей относительно средней линии или одинаковом значении угла наклона щелей γ (см. рис. 8.7) наблюдается ослабление нитенсивности возбуждения щелей по мере их приближения к нагрузке. Это объясняется постепенным уменьшением мошности, бегущей по волноводу, из-за излучения ее щелями («вытекания» энергии). Мощность, поглощаемая в согласованной нагрузке, составляет 5 … 10% (КПД $\eta = 0.9 \dots 0.95$). Равноамплитудное воз-

буждение щелей можно реализовать, постепенно увеличивая расстояние между продольными щелями и средней линией или увеличивая угол у по мере приближения к нагрузке. Методика расчета положения щелей при заданном амплитудном законе возбуждения и КПД приведена в [12].

Диаграмма направленности многощелевой антенны в плоскости, проходящей через ось волновода, определяется как произведение f_0f_c , где $f_0 - Д$ Н одной щели с односторонним излучением может быть рассчитана по формулам для бесконечного экрана (см. § 2.6), а множитель системы f_c зависит от амплитудного и фазового распределений вдоль антенны (см. гл. 4). При $d > \lambda_{\rm B}/2$ максимум излучения отклонен от нормали к оси антенны в сторону согласованной нагрузки, при $d < \lambda_{\rm B}/2$ — в сторону генератора. Диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной оси волновода, определяется только направленными свойствами одной щели, приближенно так же, как для плоского экрана конечных размеров (см. § 7.7).

При изменении частоты геператора изменяется величина ψ и, следовательно, в соответствии с (8.3) изменяется угол $\theta_{r.n.}$ Это обстоятельство используется при создании антени с частотным сканированием. Для повышения углочастотной зависимости, т. е. скорости изменения $\theta_{r.n}$ при изменении частоты генератора, используются либо волноводы змейкообразной формы, либо специальные волноводы с повышенной дисперсией. Основным педостатком нерезонансных аптенн является «эффект нормали», заключающийся в резком рассогласовании антенны с питающим волноводом на частоте, при которой шаг решетки *d* становится равным $\lambda_{\rm B}/2$ и излучение должно быть направлено по нормали к аптенне. При таком шаге отражения от отдельных щелей уже не компенсируют друг друга, а, напротив, складываются синфазно, что приводит к почти полному отражению энергии от входа антенны.

Для формирования максимума излучения по нормали к оси антенны используются *резонансные антенны*, например, на основе продольных щелей, размещаемых в шахматном порядке на широкой стенке волновода (рис. 8.8,*a*). Щели располагаются на расстоянии $\lambda_{\rm B}/2$, что обеспечивает синфазность их возбуждения. Для устранения рассогласования, обусловленного синфазным сложением отражений от отдельных щелей, антенны снабжают короткозамкнутым поршнем.

Для максимальной интенсивности возбуждения продольных щелей необходимо, чтобы расстояние от поршня до центра крайней щели составляло $\lambda_{\rm B}/4$, при этом щель попадает в пучность поперечной составляющей поверхностного тока (рис. 8.8.*a*). Эквивалентная схема подобной антенны приведена на рис. 8.8.*б*. При одинаковом смещении всех щелей относительно средней линии волновода эквивалентные проводимости всех щелей, определяемые (8.2), равны. Поскольку напряжения в точках, отстоящих вдоль



длинной линии на $\lambda_{\rm B}/2$, равны по амплитуде, все щели возбуждаются с одинаковой интенсивностью. Суммарная входная проводимость антенны из N щелей $G_{\rm Bx}'=NG'$, где G' — эквивалентная проводимость одной щели. Для согласования необходимо, чтобы $G'_{\rm Bx}=1$, тогда G'=1/N. Последнее условие реализуется соответствующим выбором смещения щели x_1 . Для реализации неравноамплитудного возбуждения, например спадающего к краям для уменьшения уровня

боковых лепестков, необходимо смещение щелей уменьшить по мере удаления их от середины антенны. Абсолютное значение смещений определяется из условия согласования, причем при заданном законе распределения амплитуд возбуждения $\hat{f}_n(z)$ (*n* — помер щели, отсчитываемый от начала антенны вдоль оси волновода *z*) значение нормированной проводимости *n*-й щели должно соответствовать

$$G_{n'} = f_{n}^{2}(z) / \sum_{n=1}^{N} f_{n}^{2}(z).$$
(8.4)

Практически удовлетворительное согласование получается только в очень узкой полосе частот, что является основным недостатком резонансных антени.

Рассмотренные выше нерезонансные волноводно-щелевые антенны представляют собой один из вариантов антенн вытекающей волны. Антенны этого типа реализуются внесением различных излучающих неоднородностей в линию передачи энергии, вызывающих «вытекание» части энергии, переносимой в данной линии. Неоднородности могут быть выполнены в виде щелей, отверстий, решетки из металлических полосок или непрерывной узкой щели, прорезашной, например, в боковой стенке прямоугольного волновода. Распределение амплитуд в антение вытекающей волны зависит в основном от размеров щелей и отверстий и расстояний между инми. Фазовое распределение в антенне соответствует закону бегущей волны и определяется главным образом фазовой скоростью в невозмущенной линии передачи; следовательно, направление максимального излучения определяется в соответствии с (8.3). В практических конструкциях $10^{\circ} < \theta_{r,r} < 85^{\circ}$. Амплитудное и фазовое распределения могут регулироваться почти независимо друг от друга, особенно для длинных антенн, что позволяет реализовать широкий класс ДН.

8.3. АНТЕННЫ В ПЕЧАТНОМ ИСПОЛНЕНИИ

Применение в диапазоне УКВ наряду с двухпроводными коаксиальными линиями и волноводами полосковых линий передачи привело к созданию специальных полосковых аитенн, выполняемых методом печатных схем. Основиым преимуществом подобных антенн на дециметровых и сантиметровых волнах являются малая масса, простота конструкции, высокая точность изготовления, возможность создания невыступающих конструкций. Полосковые излучатели особенно удобны в качестве элементов антенных решеток, причем использование печатной технологии существенно упрощает реализацию разветвленной схемы питания элементов.

Существует большое число разповидностей *печатных антени* [13]. К простейшим излучателям в печатном исполнении относят плоские симметричные вибраторы различной конфигурации, расположенные на диэлектрической подложке параллельно проводящему экрану. Параметры диэлектрического слоя (его толщина и диэлектрическая проницаемость) влияют на резонансную длину плеч вибраторов.

Используют также печатные излучатели резонаторного типа, представляющие собой диск, расположенный над металлическим экраном на диэлектрической подложке и возбуждаемый коаксиальной линией или полосковой линией с противоположной стороны экрана (рис. 8.9,*a*). Вектор электрического поля Е между диском и экраном имеет в основном составляющую, нормальную к экрану. Поле, создаваемое антенной, можно рассматривать как из-

11-6464



лучение кольцевого магнитного тока, протекающего в щели между краем диска и экраном перпендикулярно линиям электрического поля. Плотность магнитного тока определяется известным соотношением $J_{\rm M} = -[n_0 E]$, где n_0 — внешняя нормаль к щели. При симметричном возбуждении диска распределение поля в щели и соответственно магнитного тока не имеют вариаций по углу. При этом излучение диаметрально противоположных участков антенны в дальней зоне в направлении осн компенсирует друг друга, т. е. ДН имеет нуль вдоль нормали к экрану. Для создания излучения в этом направлении антенну возбуждают двумя штырями в противофазе (рис. 8.9, δ). В результате поле в щели имеет вариацию по углу, соответственно максимум ДН ориентирован по нормали к экрану. Использование двух пар штырей, расположенных в перпендикулярных плоскостях и возбуждаемых со слангом фаз в 90°, позволяет получить круговую ноляризацию ноля излучения.

Другим примером нечатного излучателя резонансного типа является антенна, изображенная на рис. 8.10. Антенна возбуждается несимметричной полосковой линией, расположенной с той же стороны экрана, что и антенна. Излучение формируется в основном двумя щелями I и II, образованными краями излучателя и экраном. Фаза напряженности электрического поля в этих щелях отличается на л, так как щели расположены друг от друга на расстоянии $\lambda_{\rm B}/2$, где $\lambda_{\rm B}$ — длина волны в диэлектрике. Поскольку направления нормалей $n_{\rm C}$ к обенм щелям отличаются на 180°, то магнитные токи оказываются синфазными и формируют максимум излучения вдоль пормали к экрану.

Возбуждение синфазных решеток из печатных излучателей может осуществляться аналогично схемам, изображенным на рис. 8.1, 8.2. Для реализации на полосковых линиях передачи особенно удобны схемы разветвленного типа (соответствующие схеме, изображенной на рис. $8.1, \delta$), обладающие максимальной широкополосностью. В зависимости от типа излучателя полосковые схемы питания могут располагаться с обратной или линевой стороны от экрана.

Многоэлементная антенна с пормальным излучением в лечатном исполнении может быть построена по схеме, изображенной на





рис. 8.11 и являющейся аналогом известной антенны Франклина, первоначально использовавшейся в днаназоне только декаметровых воли. Антенна состоит из нескольких печатных полуволновых вибраторов 1. Питание подводится к средним точкам одного из вибраторов. Остальные вибраторы возбуждаются через четвертьволновые короткозамкнутые шлейфы 2. Распределение тока в вибраторах и шлейфах показано штриховой линией на рис. 8.11. Все вибраторы возбуждаются синфазно, поскольку противофазные участки тока приходятся на шлейфы, которые не излучают, так как токи в соселних проведах направлены в противоположные стороны. На расчетной частоте максимум излучения ориентирован по нормали к экрану. Система питания является узкополосной. Используются также схемы питания, в которых вместо писейфов введена емкостная связь между торцами соседних илоских вибраторов.

На основе полосковых линий передачи могут быть построены синфазные решетки из щелевых излучателей. Щели прорезаются в одной из поллежек симметричной полосковой линии (рис. 8.12) и возбуждаются токами, протекающими по внутренней поверхности этой подложки. Из-за несимметрии, вызванной наличием щелей, в линии могут возникнуть высшие типы воли; их подавляют с номощью металлических стержней (рис. 8.12). При малом числе щелей могут быть использованы схемы питания, приведенные на рис. 8.13.

Антенные решетки в печатном исполнении могут быть использованы в надувных антеннах. Такая антенна представляет собой воздушный шар из мягкой полимерной пленки. Внутри шара на расстоянии примерно $\lambda/4$ друг от друга помещаются две пленочные перегородки, на одну из которых печатным способом наносится полосковая AP, а другая покрывается сплошной металлической 11* 163

пленкой и выполняет роль рефлектора. Основным недостатком антенн в печатном исполнении является малая электрическая прочность.

8.4. ДИРЕКТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Директорные антенны (антенны типа «волновой канал») широко используются на метровых и дециметровых волнах в качестве направленных антенн осевого излучения.

Антенна состоит из одного активного и нескольких пассивных. вибраторов, выполняющих функции рефлектора и директоров. Настройка пассивного вибратора в режим рефлектора достигается (см. § 3.3) его удлинением по сравнению с резонансной длиной (близкой к $\lambda/2$). Для работы в режиме директора пассивный вибратор должен быть короче резонансной длины. В конструкции. изображенной на рис. 8.14, функции рефлектора выполняет только один пассивный вибратор, так как при установке дополнительных вибраторов позади основного рефлектора они будут очень слабо возбуждаться. Иногда для уменьшения уровня излучения в заднем полупространстве используются дополнительные рефлекторы, расположенные над основным рефлектором и под ним. Число директоров может быть достаточно большим, поскольку каждый предыдущий директор направляет энергию в сторону последующего (отсюда название «волновой канал»), тем самым создавая благоприятные условия для возбуждения директоров.

При надлежащей настройке антенны ток, наведенный в рефлекторе, должен опережать по фазе ток в активном вибраторе. Токи в директорах должны отставать по фазе, причем тем сильнее, чем дальше отстоит директор от активного элемента. При этом максимум излучения направлен вдоль оси антенны (в сторону лиректоров). Фазовая скорость волны, распространяющейся в антение, меньше скорости света ($\gamma = c/v > 1$), поэтому лиректорную антенну можно рассматривать как антенну бегущей волны с замедленной фазовой скоростью (см. п. 4.3.4).

Для повышения направленности антенны необхолимо увеличивать ее общую длину. При этом оптимальная фазовая скорость согласно (4.55) должна увеличиваться, что достигается за счет уменьшения длины директоров и увеличения расстояния между ними. Однако по мере того, как $\gamma = c/v$ приближается к единице, возрастают требования к точности изготовления антенны, так как требуемое оптимальное замедление $\gamma_{opt} = 1 + \lambda/2L$ все меньше отличается от критического замедления $y_{\rm hp} = 1 + \lambda/L$, при котором излучение вдоль антенны вообще отсутствует (см. п. 4.3.4). Следует учитывать также, что амплитудное распределение в директорной антенне в значительной степени отличается от равномерного, поэтому требуемое значение оптимального замедления несколько отличается от значения (4.55), особенио для коротких антени.

При заданной геометрии антенны, т. е. при известных длинах



Рис. 8.14

Рис. 8.15

вибраторов и расстояниях между ними, амилитуды и фазы токов во всех вибраторах, необходимые для расчета ДН, можно найти на основании теории связанных вибраторов, решая систему уравиений Кирхгофа (см. § 3.3) или используя обобщенный метод наведенных ЭДС (см. § 3.4). При найденных токах множитель системы fc рассчитывают по общей методике (см. § 4.2). Диаграмма антенны в плоскости Н соответствует множителю /с, а для расчета ДН в плоскости Е необходимо умножить је на ДН олного вибратора в соответствующей плоскости (2.28).

Гораздо более сложной задачей является залача синтеза директорной антенны, т. е. нахождение числа вибраторов и их расположения для реализации заданных электрических характеристик антенны, например КНД. Общего метода решения залачи синтеза подобных антени пока не существует. Обычно используют численные методы оптимизации, реализуемые на ЭВМ [2].

В настоящее время разработано большое число различных конструкций директорных антени УКВ диапазона [14]. Расстояние между активным вибратором и рефлектором обычно берется равным (0,15...0,25) А. Первый директор отстоит из активного вибратора на (0,1...0,35)). Такое же расстояние выбирается между лиректорами. Иногда для расширения диапазона рабочих частот первый директор устанавливают на малом расстоянии (0,05), от активного вибратора. Длина активного вибратора выбирается из условия компенсации реактивной составляющей входного сопротивления (с учетом наведенных сопротивлений). Длина рефлектора и директоров отличается от длины активного вибратора примерно на 5... 10% в сторону удлинения и укорочения соответственно. Для уменьшения боковых лепестков длины директоров уменьшают по мере их удаления от активного вибратора. Директорную антенну можно выполнить также в печатном варианте.



В качестве активного вибратора обычно применяют петлевой вибратор. Это объясняется тем, что за счет влияния пассивных вибраторов входное сопротивление активного вибратора в директорной антенне уменьшается. При использовании обычного полуволнового активного вибратора его входное сопротивление в составе антенны уменьшается до 20... 30 Ом, что затрудняет согласование антенны с питающей лицией. Собственное входное сопротивление петлевого вибратора (около 300 Фм) в 4 раза больше, чем у обычного симметричного вибратора, поэтому даже под влиянием соседних пассивных вибраторов опо остается

достаточным для согласования. Кроме того, этот вибратор можно крепить в точке иулевого потенциала непосредственно к металлическому стержню (см. рис. 8.14). Пассивные вибраторы также крепятся (обычно привариваются) в средней точке к этому стержню, что очень удобно в конструктивном отношении. Питается зитенна с помощью либо двухпроводной линии, либо коаксиального кабеля. В последнем случае необходимо использовать симметрирующие устройства, описанные в § 7.3. Недостатком антенны является ограниченность ее рабочего диапазона. При изменении длины волны расширяется главный лепесток, возрастает уровень боковых лепестков, увеличивается излучение в обратном направлении, нарушается согласование антенны с питающим фидером. Антенна может использоваться в полосе частот примерно 5... 15% от основной частоты. Широкополосность антенны уменьшается с увеличснием ее длины и возрастает при увеличении числа директоров при постоянной длине антенны.

Директорные антенны широко применяются в качестве приемных телевизионных антени, в радиолокации.

Для повышения направленности излучения директорных антенн их объединяют в синфазные решетки (рис. 8.15).

Другим способом повышения КНД директорных антени со сравнительно пебольшим числом вибраторов является построение на их основе антени обратного излучения. Для этого антениа снабжается плоским отражателем, который располагается вблизи последнего директора (рис. 8.16). Максимум излучения антениы получается в направлении, обратном направлению максимума ДН директорной антениы. Исследования полобных антени показали, что их КНД превосходит в несколько раз КНД лиректорных антени той же длины. Дополнительным преимуществом антенны обратного излучения является сравнительно малый уровень боковых лепестков. По принципу действия антенны обратного излучения несколько напоминают параболические (см. гл. 9), однако отличаются от них значительно более простой формой отражателя. С другой стороны, аптенны, особенно при малой длине L, можно рассматривать как открытый объемный резонатор, формирующий излучение в результате сложного взаимодействия волны, отраженной от экрана, с элементами директорной аптенны. При больших шаются, что объясияется появлением на краях отражателя противофазно возбуждаемых областей из-за большой разности хода от активного вибратора до центральной и крайних точек отражателя. В связи с этим краям отражателя придается ступенчатая форма (см. рис. 8.16, штриховая линия). Антенны подобной конструкции позволяют при длине $L=4\lambda$ и диаметре отражателя $D=6\lambda$ получить КНД около 21 дБ. Используются и более короткие антенны, обладающие при длине $L=0.5\lambda$ и диаметре $D=2\lambda$ КНД порядка 13 дБ [14]. Фтметим, что антенны обратного излучения могут быть построены на основе других антени осевого излучения, например стержневых диэлектрических антени (см. § 8.7.1) или спиральных излучателей (см. § 8.6).

8.5. ЛОГОПЕРИ•ДИЧЕСКИЕ ВИБРАТ•РНЫЕ АНТЕННЫ

Логопериодические антенны (ЛПА) относятся к классу сверхнирокополосных антени, сохраняющих при изменении частоты как форму ДН, так и входное сопротивление. Существует большое число различных модификаний ЛПА. Рассмотрим вариант вибраторной ЛПА, приведенной на рис. 8.17. Антенна состоит из линейных вибраторов, присоединенных к двухпроводной линии, и возбуждается с помощью коаксиальной линии без применения симметрирующего устройства. Коаксиальная линия проложена внутри одного из проволов двухпроводной линии, выполненного из трубки (см. рис. 8.17). Длины вибраторов удовлетворяют соотношенню $l_n/l_{n-1} = \tau$, где τ — период структуры, независимо от номе-





166

ра н (n=1, 2, ..., N). Линин, соединающие конны вибраторов. образуют угол а.

По принципу деяствия подобная ЛПА напоминает директорную антенну. На частоте f_0 резонирует, т. е. возбуждается наиболеє интенсивно, вибратор, длина плеча которого близка к $\lambda_0/4$ ($\lambda_0 =$ $=c/i_0$), поскольку входное сопротивление этого вибратора минимально. Другие вибраторы возбуждаются значительно слабее, поскольку входное сопротивление их велико из-за большой реактивной составляющей. Активная область антенны, формирующая излученное поле, включает обычно 3-5 вибраторов, в том числе резонансный и прилегающие к цему с двух сторон. Фазовые соотношения токов в вибраторах активной области определяются длиной вибраторов, взаимным влиянием и поочередным подключением их к разным проводникам питающей линии. При этом оказывнется, что токи в более коротких вибраторах отстают, а в более длинных -- онережают по фазе ток в резонансном вибраторе. Соютветственно более короткие вибраторы работают в режиме директоров, а более длинные выполняют функцию рефлектора. Максимум излучения направлен в сторону вершины антенцы.

Если частота генератора уменьшится и станет равной тро, то начиет резонировать следующий, более длинный вибратор, соответственно активная область переместится в сторону более длинных вибраторов. Напротив, при увеличении частоты активная область сместится к вершине антенны. На всех частотах

 $f_n = \tau^{n-1} f_1, \tag{8.5}$

где n — номер вибратора; f_n — резонансная частота n-го вибратора, характеристики антенны остаются неизменными. В интервалах между резонансными частотами характеристики антенны меняются, но незначительно. Прологарифмировав (8.5), получим $\ln f_n = (n-1)\ln \tau + \ln f_1$. В логарифмическом масштабе резонансные частоты повторяются через интервалы, равные $\ln \tau$, что и определило название антенны этого класса.

Пз нэтоженного ясно, что ширина рабочей полосы частот ЛПА с пижней стороны ограничивается допустимыми размерами самых длигиных вибраторов ($\lambda_{max} \approx 4 l_{max}$), а с верхией — возможной точностью выполнения вибраторов вблизи точек питания ($\lambda_{min} \approx 4 l_{min}$). Поскольку в активную область входит 3—5 вибраторов, то для сохранения свойств антениы на крайних частотах под l_{min} и l_{max} следует понимать длины вибраторов с номерами n=2, 3 w $n \approx [N - (2 \div 3)]$ срответственно. Практически можно получить примерно в десятикратном дианазоне воли ($l_{max}/l_{min}=10$) почти неизменную ДН. В этом же дианазоне КБВ в филере (при надлежащем выборе W) не вадает ниже 0,6...0,7. Следует учитывать, что вследствие перемещения активной области по длине антенны с изменением частоты меняется также положение фазового центра антенцы.



Расчет ДН и входного сопротивления ЛПА довольно сложен, поскольку токи в вибраторах зависят ис только от напряжения в питающей линии, но и от степени взаимиого ванания можду инбраторами. В результате для определения токой ислучается громоздкая система уравнений, рошаемых на ЭВМ (см. прилюжение 1).

На рис. 8.18 приведены ДН для ЛПА, у которой $a=14^{\circ}$, $\tau=$ =0.86. В связи с тем, что в излучении на данной частоте участвует только несколько вибраторов, ДН получастся довольно широкой, причем в плоскости E (плоскость. в которой разположены выбраторы) она уже, чем в плоскости H (плоскость, перпендикулярная осям вибраторов). Увеличение т при неизменном а сужает ДН, так как увеличивается число вибраторов, вмолящих в активную область. Уменьшение угла а при исизменном т также сужает ДН, так как при этом увеличивается расстояние между соседними вибраторами, т. е. активная область расщиряется. Сказанное справедливо только до некоторых критических значений $\tau_{max} \approx 0.95$ и ащие $\approx 10^{\circ}$.

Есля провода линии, питающей ЛПА, разместить под углом друг к другу, то получится пространственная ЛПА (рис. 8.19). Для такой антенны ДН в плоскости И получается значительно уже, чем у плоской ЛПА, за счет влияния множителя системы, образованной разнесением в плоскости И активных областей вама дого из полотен. В плоскости Е вил ДН остается практически прежним. Провода питающей линии в подобной конструкции вызывают излучение с паразитной поларизацией, однако оно, как правило, невелико. Используются также ЛПА, в которых вибраторы выполнены трапециевидными или треугольными.

В днапазоне УКВ погопериодические антенны применяются в качестве широкополосных облучателей параболических и линзовых антени, приемных телевизионных антени и т. д.

8.6. СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

Спиральные антенны широко применяются в диапазонах сантиметровых, дециметровых и, реже, метровых волн в качестве антенн осевого излучения с вращающейся поляризацией поля. Рассмотрим сначала цилиндрическую спиральную антенну, изображенную на рис. 8.20, а. Антенна состоит из спирального провода, соединенного с внутрешим проводником возбуждающего коаксиального кабеля. Внешний провод (оплетка) кабеля присоединяется к металлическому диску (экрану), который препятствует проникновению тока, текущего по внутрешней поверхности кабеля на его наружную поверхность. Кроме того, диск играет роль рефлектора, уменьшая излучение антенны в заднее полупространство.

Для обеспечения режима осевого излучения днаметр спирали D_{cn} выбирают так, чтобы длица витка l была примерно равна длине волны тока в спирали λ_{cn} (при этом $D_{cn} \approx \lambda_{cn}/\pi$). Теоретические исследования показывают, что в бесконечной спирали при условии $l = \lambda_{cn}$ устанавливается режим бегущей волны тока с фазовой скоростью $v \approx 0.8c$ (c — скорость света) и длиной волны $\lambda_{cn} = -\lambda v/c$, где $\lambda - длина волны в свободном пространстве. При укорочении длины волны <math>\lambda$ фазовая скорость повышается, приближаысь к скорости света, при удлинении волны v уменьшается. В спирали конечной длины имеет место отражение от конца, но одно невелико, и в первом приближении им можно прецебречь.

Рассмотрим излучение одного витка антенны с длиной $l = \lambda_{cn}$, считая его для простоты плоским. В режиме бегущей волны распределение тока по витку описывается выражением $I(\xi) = -I_0 \exp(-i\beta\xi)$, где I_0 — амплитуда тока; $\beta = \frac{c}{c} \frac{2\pi}{\lambda}$; ξ — коор-

дината точки на витке, отечитываемая вдоль окружности. Мгновенное значение тока $I(\xi) = I_0 \cos(\omega t - \beta \xi)$. На рис. 8.21 приведено распределение тока в несколько моментов времени: t=0, T/8, T/4.

Рис. 8,20



PHC. 8.21 t = 0 t = T/8 t = T/4

Как видно, в каждый момент времени излучение витка эквивалентно излучению двух изогнутых сищфазно возбужденных вибраторов, создающих максимум излучения вдоль оси витка с поляризацией, параллельной прямой 1—1' (см. рис. 8.21). Положение этих вибраторов во времени непрерывно меняется с круговой частотой ю, в результате вдоль оси создается излучение с вращающейся поляризацией.

Многовитковая конструкция спиральной антенны приводит к усилению излучения вдоль оси антенны. Определим более точно требования к длине витка l, учитывая, что реально виток за счет шага намотки S не лежит в одной плоскости. Развертка одного витка спирали показана на рис. 8.20,6. Сдвиг фаз между полями двух соседних витков в точке на осн антенны складывается из накопления фазы бегущей волны тока по витку спирали $\psi = \beta l$ и разности фаз за счет шага намотки $\psi_1 = kS$. Результирующий фазовый сдвиг $\Lambda \psi = \psi - \psi_1$. Для обеспечения максимума КНД необхолимо, как известно, чтобы этот сдвиг был близким к π/N (см. § 4.7), где N - число витков. Однако, поскольку в спирали в ре $жиме осевого излучения величина <math>\psi$ велика (близка к 2π), обеспечить максимум КНД можно только при условии, что $\Delta \psi = 2\pi + \pi/N$.

$$\Delta \psi = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{c}{c} - \frac{2\pi S}{\lambda} = 2\pi + \frac{\pi}{N}; \quad l = \left(S + \lambda + \frac{\lambda}{2N}\right) \frac{c}{c}.$$
 (8.6)

При выполнении условия (8.6) и большом N поляризация поля на оси спирали близка к круговой (точная круговая поляризация получается при несколько меньшем значении $l = (s+\lambda) c/v$, которое можно найти из условия $\Delta \psi = 2\pi$). При отклопении точки наблюдения от оси поляризация становится эллиптической.

Поскольку с укорочением λ отношение v/c увеличивается (и наоборот), условие (8.6) и, следовательно, направленные свойства практически сохраняются в сравнительно широкой полосе частот, примерно от $(0,7...0,8)\lambda_0$ до 1,4 λ_0 , где λ_0 — расчетная длина волны. Диаграмму направленности спиральной антенны можно рассчитать на основании формулы (4.9), полагая в ней d=S и $\psi = \beta l$.

Для достижения максимальной широкополосности угол намотки а выбирается равным 12...15° [$S = (0,15...0,3)\lambda$]. Радиус экрана (сплошного или решетчатого) обычно берется равным (0,5... ...0,8) L, где L — длина спирали. При числе витков 3 < N < 11

$$\Delta\theta_{0} \approx 115^{\circ} / \left(\frac{l}{\lambda} \sqrt{\frac{NS}{\lambda}}\right); \quad \Delta\theta_{0.5} \approx 51^{\circ} / \left(\frac{l}{\lambda} \sqrt{\frac{NS}{\lambda}}\right); \quad (8.7)$$
$$D \approx 15 (l/\lambda)^{2} (NS/\lambda); \quad R_{BX} \approx 140 l/\lambda. \quad (8.8)$$

Формулы (8.8) дают хорошие результаты только на длинноволновом краю рабочего диапазона антенны. Ширина ДН по половипной мощности обычно не меньше 20 ... 25°. Для улучшения направленных свойств спиральные антепны соединяют в решетки.

Для снижения уровня бокового и заднего излучений спирали снабжают конусным рефлектором с углом при вершине, равным 45° (рис. 8.22). Введение конусного рефлектора приводит к некоторому сужению рабочей полосы частот и появлению реактивной составляющей входного сопротивления.

Если цилиндрическая спиральная антенна имеет диаметр $D_{cn} \ll \lambda$, то распределение тока в одном витке практически не меияется по длице. Излучение любых двух диаметрально противоположных элементов витка в направлении оси спирали взаимно комненсируется, поэтому максимум излучения формируется в направлении, перпендикулярном оси (режим нормального излучения). Подобные спирали применяются редко (иногда в качестве приемных телевизионных антенн). Спирали с шагом $D_{cn} \gg \lambda$ формируют воронкообразную ДН с пулем вдоль оси антенны и на практике лочти не используются.

Конические спиральные антенны (рис. 8.23) обладают лучшими диапазопными свойствами, чем цилиндрические спиральные антенны. Осевое излучение таких аптени формируется не всей антенной, а лишь активной областью, т. е. витками, длина которых близка к λ . С изменением частоты активная область перемещается вдоль оси антенны. При питании с вершины конуса (рис. 8.23,6) достигается бо́льшая широкополосность, чем при питании антенн с основания (рис. 8.23,*a*).

Широкое применение находят плоские спиральные антенны, в том числе антепны в виде архимедовой спирали (рис. 8.24). Двухзаходная спиральная антениа может выполняться печатным способом и возбуждается либо двухпроводной лицией, либо коаксиальным кабелем, проложенным вдоль одного из плеч (вдоль друтого плеча прокладывается для сохранения симметрии холостой кабель, рис. 8.24,6). Антенну можно рассматривать как свернутую в спираль двухпроводную линию, причем в начальной части антенны токи в соседних витках находятся в противофазе и соответственно не излучают. С удалением от точек питания фазовый сдвиг между токами в соседних витках уменьшается за счет разности хо-



да. Действительно, элементы 1 и 2, расположенные по обе стороны от окружности раднусом r_0 на разных заходах спирали, имеют разность хода, равную половине длины этой окружности, т. е. $\Delta r = \pi r_0$. С учетом противофазного возбуждения разность фаз элементов 1 и 2 равна $\psi = k\Delta r + \pi$. При $r_0 = \lambda/2\pi$ величина $\psi = 2\pi$, т. е. соседние витки возбуждаются синфазно в режиме бегущей волны. Эти витки и формируют поле излучения с круговой поляризацией в направлении оси антенны, которое сохраняется в широкой полосе частот. Нижняя частота определяется внешним днаметром спирали, а верхняя — точностью выполнения антенны вблизи точек питания. Днаграмма направленности состоит из двух широких лепестков, ориентированных нормально плоскости спирали. Можно также получить одностороннее излучение спирали, если позади нее



поместить экран (обычно на расстоянии $\lambda_0/4$, где λ_0 — длина волны на средней частоте диапазона), однако наличие экрана сужает рабочую полосу частот.

Описанные типы спиральных антенн кроме самостоятельного применения используются как облучатели зеркальных или линзовых антенн и как элементы фазированных антенных решеток (см. гл. 10).

8.7. АНТЕННЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН (АПВ)

8.7.1. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТЕРЖНЕВЫЕ АНТЕННЫ

Диэлектрические стержневые антенны, относящнеся к антеннам осевого излучения, наиболее широко применяют в диапазоне сантиметровых воли. Антенны представляют собой диэлектрический стержень, выполненный из высокочастотного диэлектрика с малыми потерями (полистирол, тефлон и др.). Возбуждение обычно осуществляется отрезком волновода прямоугольного или круглого сечения (рис. 8.25). Структура поля в волноводе соответствует волне основного типа H_{10} (прямоугольный волновод) или H_{11} (круглый волновод).

При бесконечной длине стержия указанный способ возбуждения приводит к возникновению в стержие как в диэлектрическом волноволе бегущей волны гибридного типа HE_{11} , имеющей продольные составляющие как магнитного, так и электрического поля. Структура поля этой волны изображена на рис. 8.26. Волна HE_{11} относится к так называемым новерхностным волнам, поле которых при удалении от новерхности стержия в ралиальном направлении убывает по закону, близкому к экспоненциальному. Физически возникновение поверхностиой волны объясияется эффектом полного внутреннего отражения на границе раздела диэлектрик—



Рис. 8.25

1

Рис. 8.26



Рис. 8.27

воздух. Фазовая скорость волны *v* зависит от материала стержия. Чем больше диаметр стержия, тем ближе *v* к скорости света в пеограниченном диэлектрике, т. е. к величине $c/\gamma_{\rm E_F}$, где $\epsilon_F -$ относительная диэлектрическая пронинаемость материала стержия. С уменьшением *d* величина *v c*, при этом волна слабо связана со стержием. Зависимость *v/c* от *e*, и отношения *d/z* приведена на рис. 8.27. Особенностью волны *HE*₁₁ в диэлектрическом волноводе является отсутствие критической длины волны ($\lambda_{\rm kp} = \infty$), т. е. волна может распространяться в стержие при любъм его лиаметре. Однако при большом диаметре в стержне могут возбудиться волны высних типов, что нежелательно.

Отметим, что поверхностной волие HE_{11} передается только часть мощности (P_i), подведенной к возбуждающему волноводу. Остальная часть мощности (P_2) непосредственно излучается возбудителем в окружающее пространство. Соотношение между этими мощностями определяет эффективность возбудителя $\beta = = P_1/(P_1 + P_2)$.

При конечной элине диэлектрического стержня можно приближенно полагать, что структура поля остается такой же, как в бесконечном волноводе, однако обрыв стержня приводит к возникновению излучения. Результирующая ДН антенны определяется взаимодействием излучения, формируемого за счет конечности стержия, и непосредственного излучения возбудителя.

174



Строгий расчет поля излучения чрезвычайно сложен и требует рещения соответствующей задачи дифракции [15, 16]. Приближению можно считать, что по направленыим свойствам диэлектрическая антенна соответствует непрерывной системе излучателей. возбуждаемых с равной амплитудой и линейным изменением фазы, характерным для антенны бегущей волны (см. § 4.8). Роль излучателей играют так называемые токи поляризации, илотность которых определяется разностью диэлектрической проницаемости стержня $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ и диэлектрической проницаемости окружающей среды ε_0 : $J_{\text{поляр}} = \omega (\varepsilon_a - \varepsilon_0) E$, где E -поле в диэлектрике. Как видно из рис. 8.26, токи поляризации, соответствующие волне HE_{11} , имеют преимущественное направление, параллельное оси x, и формируют линейно поляризованное поле излучения. Направленные свойства каждого элементарного излучателя могут не учитываться в приближенных расчетах основного лепестка результирующей ДН. Однако в области первых боковых лецестков ДН излучающего элемента может оказать сильное влияние.

Отраженная от конца стержня волна приводит к появлению в ДН лополнительных боковых лепестков, соответствующих излучению антенны в обратную сторону. Коэффициент отражения зависит от величины *v* волны в стержие. Для уменьшения отраженной волны стержию придают коническую форму (см. рис. 8.25,6), что приводит к постененному росту фазовой скорости и приближению ее к скорости света с у конца стержия. Расчет основного лепестка ДН такой антенны может быть осуществлен, как и для цилиндрической антенны, сиспользованием формулы (4.64) по величине и в середине стержия. Уровень боковых депостков у конической антенны получается меньше. На рис. 8.28 приведены результаты точного расчета [16] ДН двух антенн длиной L=3,32: конического стержия с максимальным диаметром $d_{max} = 0,627\lambda$ и углом $\alpha = 4^{\circ}$ (сплошная линия) и цилиндрического стержня с диаметром, равным среднему диаметру конического стержня (штриховая линия). В обоих случаях диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_c = 2.5$.

Диэлектрические антенны являются сравнительно широкополосными. Диапазон рабочих частот определяется в основном свойствами возбуждающего волновода. Ширина ДН по уровню половинной мощности одиночной диэлектрической антенны составляет обычно не менее 20...25°. Применяют диэлектрические антенны как самостоятельные излучатели, как облучатели зеркал или линз и как элементы различных решеток. Используют также ребристостержневые антенны, аналогичные по своим свойствам диэлектрическим стержневым антеннам (рис. 8.29). Для получения вращающейся поляризации возбуждение ребристо-стержневых антенн осуществляется спиральным излучателем (рис. 8.29,6).

8.7.2. ПЛОСКИЕ АНТЕННЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Наряду с диэлектрическими стержневыми антеннами применяют плоские диэлектрические и ребристые (гофрированные) антенны, получившие также название *импедансных антенн*. Антенны состоят из возбудителя, например, рупорного типа и структуры, направляющей волну, в виде слоя диэлектрика на металле или ребристой поверхности (рис. 8.30). Ребристые структуры обычно применяют в саптиметровом дианазоне воли. Диэлектрические структуры, имеющие несколько бо́льшие потери, предпочтительны в децимстровом дианазоне из-за конструктивных преимуществ. Антенны могут быть также снабжены экраном, выступающим перед направляющей структурой. Роль экрана может выполнять поверхность корпуса объекта, на котором расположена антенна.

При соответствующем выборе параметров направляющей структуры поле над ней имеет характер поверхностной волны типа E, не обладающей критической длиной волны ($\lambda_{\kappa p} = \infty$). Век-





ţ

ł

тор магнитного поля этой волны параллелен оси у, причем

$$H_y = H_0 \exp(-\alpha x) \exp(-i\beta z), \qquad (8.9)$$

тде H_0 — амплитуда поля; α — коэффициент, характеризующий ослабление поля поверхностной волны вдоль оси x; β — коэффициент фазы волны, причем $\beta = \sqrt{\alpha^2 + k^2}$. Электрическое поле имеет две компоненты, связь которых с составляющей H_x может быть найдена из уравнений Максвелла:

$$E_{x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_{0}} H_{0} e^{-\alpha x} e^{-1\beta x}; \qquad E_{z} = i \frac{\alpha}{\omega \varepsilon_{0}} H_{0} e^{-\alpha x} e^{-1\beta z}.$$
(8.10)

Выражения (8.9) и (8.10) справедливы при достаточно большой ширине направляющей структуры (реально при $a > (3...5)\lambda$) и способе возбуждения, изображенном на рис. 8.30.

Направляющую структуру принято характеризовать *поверх*ностным сопротивлением (импедансом), равным отношению касательных к поверхности составляющих векторов *E* и *H*:

Поскольку $\alpha > 0$, поверхностное сопротивление должно иметь индуктивный характер. Величину Z_5 можно вычислить также через параметры направляющей структуры. Для ребристой поверхности поле в канавках представляет собой стоячую волну типа T с комнонентами H_u и E_2 , причем отношение E_2/H_y , усредненное по периоду структуры,

$$\underline{Z}_{s} = i \frac{\Delta}{\tau + \Delta} \frac{k}{\omega \varepsilon_{0}} \operatorname{tg} kh, \qquad (8.13)$$

гле Λ — ширина канавки структуры; τ — толщина ребра ($\tau + \Delta \ll \ll \lambda$); h — глубина канавки. Приравнивая (8.12) к (8.13), получаем

$$\alpha = \frac{\Delta}{\tau + \Delta} k \operatorname{tg} kh. \tag{8.14}$$

Фазовая скорость волны $v = \omega/\beta$, отсюла

$$\frac{c}{c} = \left(\sqrt{\left(\frac{\Delta}{\tau+\Delta} \operatorname{tg} kh\right)^2 + 1}\right)^{-1}.$$
(8.15)

Для направляющей поверхности в виде слоя диэлектрика на металле величина *v* зависит от диэлектрической проницаемости лиэлектрика и толщины слоя *t*.

Направленные свойства плоской АПВ, как и диэлектрической стержневой антенны, определяются в основном взаимодействием излучения, вызываемого ограниченными размерами направляю-

щей поверхности, и непосредственного излучения возбуждающегоустройства. Приближению ДН может быть вычислена так же, как для антенны бегущей волны длиной L с замедленной фазовой скоростью. Соответственно множитель системы определяется формулой (4.64). Излучающим элементом антенны можно считать полосу тока с амилитудным распределением по оси y, соответствующим распределению в раскрыве возбудителя, т. е. по закону соs ($\pi y/a$). Поэтому в плоскости x0z (плоскость E) можно считать $f_0=1$, а в илоскости y0z (плоскость H) вместо f_0 следует подставить выражение (4.61). На форму ДН в плоскости E влияют также токи, возбуждаемые на экране. Конечность экрана приводит к. отклопению максимума излучения от продольной оси антенны на некоторый угол. Отметим, что точный расчет оптимальной длины антенны затруднен ввилу сложной зависимости ее от эффективности Работы возбулителя.

Преимущество илоских АПВ — их малая высота. Подобные антенны являются практически невыступающими над поверхностью: объекта, на котором они установлены, поэтому их особенно целесообразно использовать на самолетах и других передвижных объектах.

8.7.3. СИНТЕЗ ПЛОСКИХ АПВ

Длина направляющей структуры L обычных АПВ, применяемых на практике, ограничивается значением (8...10)2, что соответствует ширине ДН ∆00.5≈20°. Дальнейшее сужение ДН за счет увеличения длины L не может быть реализовано по следующим причинам. Как следует из (4.55), увеличение L должно сопровождаться уменьшением удал. При этом волна слабо связана с направляющей поверхностью. Кроме того, при больших L величина усле мало отличается от уду, при котором излучение в продольном направлении отсутствует (см. п. 4.3.4). В связи с этим малые неолнородности направляющей новерхности, обусловленные неизбежной погрешностью изготовления, могут существенно исказить ДН. Дополнительно следует отметить, что при уова 21 амилитуда волны медленно спадает при удалении от направляющей поверхности. Подобную волну трудно возбудить, в результате чего мощность, подведенная к антение, в основном тратится на непосредственное излучение возбулителя и почти не переходит в мощность поверхностной волны.

•днако можно существенно улучшить направленные свойства АПВ, если применнть структуру е переменными по длине параметрами (модулированные антенны). Такими параметрами могут быть глубина канавок в ребристой структуре или толщина слоя диэлектрика и форма направляющей поверхности. С помощью модулированных антени можно получить ДН специальной формы, например секторной, косекансной или с малым уровнем боковых лепестков. Нахождение конструктивных параметров, характеризу-

ющих антенну, по заданным требованиям к ДН представляет задачу конструктивного синтеза антенны (см. п. 5.6.1). Наиболее разработаны методы решения такой задачи для ребристых поверхностей [12] по заранее заданной структуре поля, соответствующей требуемой ДН.

Рассмотрим антенну, в которой поверхностная волиа возбуждается рупорным излучателем с высокой эффективностью, практически исключающей непосредственное излучение возбудителя. Эта поверхностная волна (волна питания) используется в дальнейшем только для подведения энергии к участкам антенны, вызывающим излучение энергии. Коэффициент замедления этой волны может быть выбран значительным, что существенно упрощает задачу построения высокоэффективного возбудителя [17].

Поле, формирующее ДН антенны (волпа излучения), может быть представлено, например, в виде плоской волны, распространяющейся в направлении оси z', с заданным амплитудным распределением в плоскости фронта, например спадающим к краям (рис. 8.31,*a*). Естественно, что направление максимума излучения при этом будет совпадать с осью z'. При задании поля излучения амплитуду его следует выбирать из условия энергетического ба-



PHC. 8,31



ланса, т. е. из равенства мощностей питающей волны, возбуждаемой рупором, и волны излучения.

Возможно также представление поля, формирующего заданную ДН, в виде группы поверхностных волн с разным замедлением, распространяющихся под различными углами к продольной оси антенны (рис. 8.31,6), или в виде поля, соответствующего излучению решетки из элементов с заданным соотношением амплитуд и фаз токов. Подобное представление волны излучения позволяет реализовать широкий класс ДН, т. е. существенно расширяет возможности схемы по сравнению с обычными конструкциями. Формирование заданной ДН осуществляется за счет излучения специально рассчитанных неоднородностей импедансной структуры, энергия к которым полводится волной питания. Искомыми параметрами при решении данной задачи являются глубина канавок и огибающая ребер (профиль антенны, рис. 8.32). Эти параметры находятся исходя из следующих соображений. Поскольку направляющая поверхность антенны чисто реактивна, т. е. отсутствует как поглощение, так и излучение эпергии в целом по поверхности и в каждой ее точке, то вектор Пойнтинга (точнее, его среднее значение П_{ср}=Ren) в каждой точке направлен по касательной к поверхности. Так как согласно постановке залачи структура пол-

поверхности. Так как согласно постановке задачи структура полного поля является заданной, то профиль антенны может быть найден в виде кривой, касательная к которой в каждой точке сов-

падает с направлением вектора $\text{Re}\Pi$, определяемого по полному полю (т. е. сумме воли питания и излучения). Глубина канавок определяется с использованием (8.13), причем под поверхностным сопротивлением Z_s следует понимать отношение составляющих электрического и магнитного полей, касательных к поверхности антенны в данной точке.

Выполнение условия энергетического баланса, в соответствии с которым производится выбор амплитуды поля излучения, обеспечивает полный переход энергии питающей волны в энергию волны излучения. Этому соответствует профиль антенны, конечная точка которого (точка *B*) лежит на липии, где интенсивность вол-

ны питания пренебрежимо мала (см. рис. 8.31, линия 1—1). Поэтому направленные свойства подобных аптенн могут быть рассчитаны с учетом эквивалентных электрических и магнитных токов в апертуре, соответствующих только волне излучения. Плоскость апертуры обычно выбирается перпендикулярно среднему направлению возбуждаемой группы воли (см. рис. 8.31). Точность реализации поля излучения зависит от длины антенны L и эффективности возбуждения поверхностной волны рупором.

Глава 9. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

9.1. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

9.1.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ; ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Рассмотрим спачала излучение из открытого конна волновода. Электромагнитная волна, создаваемая возбудителем волновода, дойдя до открытого конца, частично отражается обратно, а чаетично — излучается (рис. 9.1,а). При этом в месте перехода от волновода к свободному пространству возникают волны высних типов (как в месте включения любой неоднородности в липпю передачи) и поверхностные токи на паружных поверхностях степок волновода.

В строгой электродинамической постановке задача об излучении открытого конца волновода была решена Л. А. Вайнштейном для круглого и плоского полубесконечного волново юв. Решения этой задачи для прямоугольного волновола не существует.

Пренебрегая волнами высших типов, излучечием токов, текущих по наружным поверхностям стенок волновода, и не учитывая воли, отраженных от открытого конца, приближенио полагают, что структура электромагнитного поля на открытом конце волновода такая же, как в поперечном сечении бесконечно длинного волновода. В случае прямоугольного волновода, возбуждаемого волной





 \mathcal{H}_{10} на открытом конце, существуют взаимно перпендикулярные тапгенциальные составляющие поля E_y и H_x , зависимость которых от координат известиа (рис. 9.1,6). В соответствии с принципом Гюйгенса — Кирхгофа рассматривается замкнутая новерхность, внутри которой находятся источники поля. Эту поверхность удобно провести так, чтобы она совпадала с поверхностью открытого конца волновода и далее стелилась по наружным поверхностям стенок волновода. Тангенциальные составляющие поля на наружных поверхностях стенок волновода (поверхностные токи) предполагаются равными пулю. Таким образом, характеристику направленности открытого конца нрямоугольного волновода в плоскости вектора Е, нараллельного размеру b поперечного сечения, можно представить в виде произведения множителя системы идеальной плоской антенны [см. (5.6)] на характеристику направленности элемента Гюйгенса в этой плоскости [см. (5.2), в которой следует положить $\varphi = \pi/2$].

В плоскости вектора **Н** характеристика направленности открытого конца прямоугольного волновода представляет собой произведение множителя системы синфазного раскрыва с косинусоидальным распределением возбуждающего поля [первый множитель в (5.10)] на характеристику направленности элемента Гюйгенса в плоскости // [см. (5.2), в которой следует принять $\varphi=0$].

Эти формулы пригодны лишь для ориентировочного расчета ДН открытого конца прямоугольного волновода в пределах переднего полупространства. При этом чем меньше отношение $\lambda/\lambda_{\rm KP}$ (λ — длина волны в свободном пространстве; $\lambda_{\rm KP}$ — критическая длина волны), тем лучше эти диаграммы совпадают с действительными.

Антенны в виде открытого конца волновода применяют в сантиметровом днапазоне волн в тех случаях, когда требуется широкая ДН. Часто их используют в качестве облучателей зеркальных антенн (см. § 9.4). При этом для облучения параболоидов вращения обычно берут волноводы круглого сечения. возбуждаемые волной H_{11} , структура поля которой в плоскости поперечного сечения волновода показана на рис. 9.2. Характеристики направленности открытого конца круглого волновода радиуса *а* в плоскостях *Е* и *Н* можно рассчитать по приближенным формулам, полученным **при** тех же допущениях, что и для прямоугольного волновода. При этом множитель системы (5.14) умножается на характеристику направленности элемента Гюйгенса в соответствующей плоскости. Основные электрические параметры излучателя в виде открытого конца круглого волновода приведены в табл. 5.1.

Кроме слабых направленных свойств антенна в виде открытого конца волновода обладает также тем недостатком, что из-за резкого изменения условий распространения при переходе от волновода к свободному пространству значительная часть электромагнитной энергии волны, распространяющейся по волноводу, отражается от открытого конца. Коэффициент отражения в прямоугольном волноводе достигает значения 0,25 ... 0,3. Волновод оказывается плохо согласованным со свободным пространством.

Улучшение направленных свойств синфазной излучающей поверхности связано с увеличением ее размеров. Фднако при увеличении размеров поперечного сечения волновода могут возникнуть волны высших типов, что приведет к несинфазному возбуждению открытого конца, т. е. ухудшению направленных свойств. Избежать этого можно илавным увеличением размеров понеречного сечения волновода, т. е. приданием ему формы рупора (рис. 9.3). В месте перехода от волновода к рупору (сечение S') возникают высшие типы волн, но при достаточно плавном расширении волновода (малый угол раствора рупора) интенсивность этих воли невелика

Существуют различные типы руноров. Рупор, образованный увеличением размера *b* волновода, параллельного вектору **E**, называется секториальным Е-плоскостным рупором. Рупор, образованный увеличением размера *a* волновода, параглельного вектору **H**, называется секториальным *H*-плоскостным рупором. Рупор, образованный одновременным увеличением размеров *a* и *b* поперечного сечения волновода, называется пирамидальным рупором (см. рис. 9.3), а увеличением поперечного сечения круглого волновода — коническим. При плавном переходе от волновода к рупору структура ноля в последнем напоминает структуру поля в волноводе.

•днако вследствие того, что боковые стенки рупора не параллельны друг другу, векторы электромагнитного поля при переходе. из волновода в рупор несколько изменяют свое направление, чтобы обеспечить выполнение граничных условий на стенках рупора (рис. 9.4, *E*-плоскостной рупор).

Фронт волны в рупоре является не плоским, а цилиндрическим (секториальные рупоры) или близким к сферическому (пирамидальный рупор). Волны, распространяющиеся в рупоре, как бы исходят из воображаемой линни пересечения сторон рупора, называемой его вершиной.



Электромагнитиая энергия в рупоре, достигнув его открытого конца, излучается в окружающее пространство. Некоторая часть энергии отражается и возвращается к генератору. Суммарная отраженная волна в волноводе определяется волнами, отраженными от места перехода волновода в рупор и от раскрыва рупора. Если переход от волновода к рупору достаточно плавный, т. е. угол при вершине рупора невелик, и поверхность раскрыва (излучающая поверхность) достаточно велика, т. е. ссли рупор длинный, то коэффициент отражения в волноводе, питающем рупор, значительно меньше, чем в случае антенны в виде открытого конца волновода. Таким образом, рупор улучшает согласование волновода со свободным пространством.

Рис. 9.4

Направленные свойства рупорной антенны приближенно можно анализировать, как и в случае открытого конца волновода, методом Гюйгенса — Кирхгофа. Делая те же допущения, принимают, что излучающей поверхностью является поверхность раскрыва рупора. Поскольку в руноре в основном сохраняется тот же характер поля, что и в волноводе, то полагают, что на излучающей поверхности рупора действуют две взаимно перпендикулярные тангенциальные составляющие поля E_g и H_x (в случае прямоугольного раскрыва), амплитуды которых не зависят от коорлинаты у, а вдоль координаты х они изменяются по закону косинуса. Однако в отличие ог поверхности открытого конца волновода плоская излучающая новерхность рупора не может быть синфазной, так как в рупоре распространяется цилиндрическая или близкая к сферической волна. Результаты строгого решения внутренней задачи для секториальных рупоров подтверждают допустимость предположения о соответствии амилитудного распределения в раскрыве рупора распределению поля в питающем

волноводе, а фазового распределения — сферической или цилиндрической волне, распространяющейся из вершины рупора.

Найдем фазу возбуждающего поля в произвольной точке Mизлучающего раскрыва H-плоскостного рупора (рис. 9.5). Дуга NOP окружности с центром в точке O_1 есть линия равных фаз. Предполагая для простоты, что в рупоре $\beta = k = 2\pi/\lambda$, получаем

$$\psi(\lambda) = \boldsymbol{k} \left(O_{\mathbf{1}} \mathcal{M} - L_{H} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{L_{H}^{2} + \lambda^{2}} \right) \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\lambda^{2}}{2L_{H}} - \frac{\lambda^{4}}{8L_{H}^{2}} + \dots \right)$$

где $L_H - длина И-плоскостного рупора. Обычно <math>L_H \gg x$, поэтому можно ограничиться первым членом разложения. Тогда $\varphi(x) \approx \frac{\pi}{\lambda} (x^2/L_H)$. Следовательно, рупорная антенна имеет примерно квадратичное фазовое распределение. В этом случае (см. § 4.5) при достаточно больших сдвигах фаз ДН искажается. Максимальный сдвиг фаз на краю раскрыва ($x = a_p/2$)

$$\psi_{\max} = \pi a_p^2 / \lambda 4 L_H. \tag{9.1}$$

Так как размер b волновода в случае H-илоскостного рупора не изменяется, то фаза возбуждающего поля вдоль координаты y остается постоянной.

Путем аналогичных рассуждений можно показать, что максимальный сдвиг фаз на краях Е-плоскостного рупора

$$\psi_{\rm max} = \pi b_{\rm p}^2 / 4\lambda L_E, \tag{9.2}$$

где L_E — длина *E*-плоскостного рупора.

Максимальный сдвиг фаз на краю раскрыва конического рунора (раднус раскрыва *a_p*; длина рупора *L*)

 $\psi_{\max} = \pi a_{p}^{2} / \lambda L. \tag{9.3}$

Диаграмма направленности поверхности с квадратичным фазовым распределением определяется сложным выражением, содержащим интегралы Френеля [12].



Поскольку в рупорной антенне практически невозможно добиться полной синфазности излучающей поверхности, то обычно задаются некоторым допустимым сдвигом фаз. Этот сдвиг должен быть таким, чтобы ДН рупорной антенны мало отличалась от ДН синфазной излучающей поверхности, размеры которой равны размерам раскрыва рупора. В этом случае характеристику направленности рупорной антенны можно рассчитать по (5.5) и (5.10), заменяя в множителях системы размеры *а* и *b* соответствующими размерами рупора. Очевидно, что *E*-плоскостной рупор сужает ДН только в плоскости *E*, а *H*-плоскостной рупор — только в плоскости *H*. Пирамидальный рупор сужает ДН в обеих плоскостях. Диаграммы направленности конического рупора, возбуждаемого волной H_{11} в плоскостях *E* и *H* можно рассчитать по (5.14), заменяя в множителях системы *a* на *a*.

Шприна ДН рупорной антенны по нулевому излучению и по половинной мощности может быть рассчитана по данным табл. 5.1. Максимум излучения рупорной антенны при небольших сдвигах фаз направлен по нормали к поверхности раскрыва.

Допустимый максимальный сдвиг фаз определяется условием получения максимального КНД при заданной относительной длине L/A рупора. С увеличением относительных размеров раскрыва рупора (a_p/λ) или b_p/λ) при неизменной длине его ДН сначала становится уже и КНД растет, так как увеличиваются размеры излучающей поверхности, которая практически остается синфазной (сдвиг фаз ψ_{max} мал). При дальнейшем увеличении размеров заметно растут фазовые искажения, вследствие чего ДН начинает расширяться и КНД уменьшается. На рис. 9.6 по оси ординат отложено произведение КНД Е-илоскостного рунора на отношение 7./а. Аналогичные кривые существуют и для Hплоскостных рупоров [12]. При заданном отношении L/λ имеется определенное оптимальное значение $a_{\rm p}/\lambda$ или $b_{\rm p}/\lambda$, при котором ДН антенны папболее узкая, а КНД аптенны — максимально возможный. Оптимальному значению $a_{\rm p}/\lambda$ или $b_{\rm p}/\lambda$ соответствует допустимый сдвиг фаз. Рунор, размеры которого подобраны так, чтобы при заданной длине L/i. получить максимальный КНД, называется оптимальным.

Из (9.1) и (9.2) вилно, что для того, чтобы при увеличении размеров раскрыва рунора максимальный сдвиг фаз не изменялся, оставаясь равным допустимому, т. е. КНД возрастал, относнтельная длина рунора L/λ должна увеличиваться пропорционально квадрату относительных размеров раскрыва рунора.

Анализ кривых рис. 9.6 показывает, что в случае *Е*-илоскостного рупора максимальный КНД получается при выполнении равенства

$$L_{\mathcal{L}}^{\pi_{1}} = b_{p^{2}/2\lambda}. \tag{9.4}$$

Подставив (9.4) в (9.2), получим допустимый сдвиг фаз для Eплоскостного рупора $\psi_{max}^{non} = \frac{\pi}{2}$.

Рассмотрев аналогичные кривые $D_H b/\lambda = f(L/\lambda, a_p/\lambda)$, можно найти допустимый сдвиг фаз $\psi_{max}^{gon} = 3\pi/4$ и оптимальную длину *H*-плоскостного рупора

 $L_H^{\circ n\tau} = a_p^2 / 3\lambda.$

(9.5)

Увеличение допустимого сдвига фаз в случае *Н*-плоскостного рупора по сравнению с *Е*-плоскостным объясняется спаданием амплитуды возбуждающего поля к краям этого рупора.

Коэффициент направленного действия оптимального E-плоскостного или H-плоскостного рупора может быть рассчитан по (5.25), причем КИП рупора с учетом несинфазности и неравномерности возбуждения составляет 0,64 (у пирамидального рупора $v_a \approx 0.52$).

Узкую ДП и высокий КНД рупорной антенны можно получить только при большой длине рупора. Поэтому рупорные антенны применяют в тех случаях, когда ДН должна быть достаточно широкой (десятки градусов), например в качестве облучателей зеркальных и линзовых [3, 12] антенн, в качестве элементов фазированных решеток. Иногда эти антенны нахолят самостоятельное применение.

Следует иметь в виду, что далеко не всегда стремятся к тому, чтобы рупор был почти синфазным. В настоящее время находят применение рупоры, у которых сдвиг фаз поля в раскрыве значительно превосхолит допустимый.

При больших по сравнению с λ раскрывах и больших углах растворов γ_0 ДН становится близкой к столообразной с малыми колебаниями уровия и крутыми спадами ноля в пределах некоторого угла θ (см. рис. 4.12); ее ширина ($\Delta \theta_{0.5}$) примерно равна углу раствора рупора. Расфазированные рупоры обладают более широким рабочим диапазоном, чем синфазные рупоры. Их ДН при $\psi_{max} > 1.5\pi$ сравнительно мало зависят от частоты; такие рупоры применяют в качестве облучателей больших зеркальных и двухзеркальных антени (см. § 9.3). Основными недостатками расфазированных рупоров являются иссимметричность их ДН в плоскостях *Е* и *Н* и сравнительно большой уровень поля ири $\theta > \gamma_0/2$. Формулы для расчета ДН расфазированных рупоров имеются в [12].

В технике измерений на СВЧ нередко возникает необходимость в почти синфазных рупорных антеннах с сравнительно большим КНД (20...30 дБ). Получить большой КНД при небольшой длине рупора можно, установив в раскрыве последнего антеннулинзу [1, 6], трансформирующую сферическую или цилиндрическую волну в плоскую.

Рассмотренный в данном параграфе приближенный метол ана-

лиза направленных свойств рупорных излучателей можно использовать в секторе направлений, примыкающих к главному (главный и ближние боковые лепестки). Дальнее же боковое излучениеанализируется обычно с помощью геометрической теории дифракции [12].

9.1.2. РУПОРЫ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ПОЛЯ

Для получения круговой (или близкой к ней) поляризации излучаемого рупором поля применяются фазирующие секции, устанавливаемые в волноводе, питающем рупор¹.

Роль фазирующей секции заключается в разложении вектора линейно поляризованного электромагнитного поля на две взаимноперпендикулярные составляющие, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, и создании между ними сдвига фаз в 90°.

Существуют различные фазирующие секции [18]. В качестве фазирующей секции можно, например, применять отрезок волновода с квадратным понеречным сечением, возбуждаемый прямоугольным волноводом с волной H_{10} . Возбуждающий волновод соединяется с фазирующей секцией плавным пирамидальным переходом, так как его поперечные размеры меньше поперечного размера секции. Плоскости поперечных сечений волновода и фазирующей секции поверпуты относительно друг друга на 45° (рис. 9.7). При этом вектор Е поля, возбуждающего секцию, составляет 45° с ее стенками. Его можно разложить на составляющие E_x и E_y , параллельные взаимно перпендикулярным стенкам. Таким образом, поле в секции можно рассматривать как суперпозицию волн- H_{10} и H_{01} .

Для создания необходимого сдвига фаз между составляющими E_x и E_y в фазирующую секцию вводится топкая диэлектрическая пластинка так, чтобы большой размер ее поперечного сечения



¹ Фазирующие секции могут устанавливаться также в волноводах, облучающих антенну (например, параболическую), либо на излучающих поверхностях (например, на поверхности параболического зеркала). был параллелен либо составляющей E_x , либо E_y . Такая пластинка влияет в основном на фазовую скорость той волны, линии вектора Е которой параллельны поверхности пластины. Толщина пластинки выбирается по графикам [18]. Данную фазирующую секцию удобно использовать для возбуждения правильного пирамидального рупора, одинаково расширяющегося в обеих плоскостях.

При квадратном раскрыве пирамидального рунора ДН в двух взаимно перпецдикулярных плоскостях получаются неодинаковыми из-за различных амплитудных распределений возбуждающего поля в *E*- и *H*-плоскостях. В *H*-плоскости ДН (по нулям) примерно в 1,5 раза шире, чем в *E*-плоскости. Между тем в ряде случаев желательно иметь одинаковые ДН в обеих плоскостях. Это особенно важно при круговой поляризации излучаемого поля.

Один из способов получения одинаковых ДН состоит в том, что в квадратном раскрыве устанавливаются металлические ребра высотой Δ на расстоянии $C = \lambda/2$ друг от друга (см. рис. 9.8).

Если вектор Е поляризован вдоль оси x, то в ребрах, прикрепленных к боковым стенкам рупора, наводятся токи, боковые стенки рупора как бы экранизируются, размер раскрыва a_p как бы уменьшается и становится равным $a=2\Lambda$. Если $\Lambda=0,17a_p$, то размер раскрыва a'_p , параллельный оси x, в 1,5 раза меньше размера b_p , параллельного оси y. Так как на составляющую E_u данные ребра не воздействуют, то ДН для обеих поляризаций поля в плоскости x0z будут примерно одинаковы. Аналогичным образом (с помощью ребер, прикрепленных к другим стенкам рупора) можно выровнять ДН в плоскости y0z.

9.2. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ПАРАБОЛИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

9.2.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ И ЕЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОИСТВА

Зеркальные антенны применяют в различных диапазонах воли: эт оптического до коротководнового, особенно широко в сантиметровом и дециметровом дианазонах. Эти антенны отличаются конструктивной простогой, козможностью получения различных ДИ, хорощными диапазонными свойствами и др.

Существуют различные типы зеркальных антени: параболические зеркала (параболонд, усеченный параболонд и нараболический цилиндр), сферические зеркала, плоские и уголковые зеркала. зеркальные антенны специальной формы, двух- и многозеркальные антенны, зеркально-рупорные антенны. Зеркальная параболическая антенна состоит из металлической поверхности, выполненной в виде параболоида вращения (рис. 9.9) и небольшой слабонаправленной антенны — облучателя, установленной в фокусе параболонда и облучающей внутреннюю поверхность последнего. Параболическая поверхность образуется в результате вращения параболы с фокусом в точке F вокруг оси z.



Рис. 9.9

В прямоугольной системе координат

(начало в вершине параболонда) параболическая поверхность описывается уравнением

$$x^2 + y^2 = 4fz, (9.6)$$

где $\int - \phi$ окусное расстояние.

В сферической системе координат (начало в фокусе) эта поверхность описывается уравнением

$$r' = 2\hat{f}/(1 + \cos\gamma),$$
 (9.7)

где r' — расстояние от фокуса до любой точки внутренней поверхности параболоида; γ — угол между направлением на данную точку (раднусом-вектором r') и осью зеркала (полярный угол).

В случае параболонда вращения плоскость раскрыва (плоскость, проходящая через крайние точки поверхности зеркала в перпендикулярная его оси) имеет круглую форму; радиус этой плоскости называется радиусом раскрыва зеркала (R₀). Радиус раскрыва и угол раскрыва зеркала (угол между фокальной осыс и прямой, проведенной из фокуса к кромке параболонда) связаны соотношением

 $R_0 = 2 \int tg (\gamma_0/2). \tag{9.8}$

Форма зеркала обычно характеризуется отношением R_0/f или половиной угла раскрыва γ_0 . Зеркало называется *длиннофокус*ным (мелким), если $R_0/f < 2$ или $2\gamma_0 < \pi$, короткофокусным (глубоким) — $R_0/f > 2$ или $2\gamma_c > \pi$. Если фокус находится на пересечении плоскости раскрыва зеркала с осью, то $R_0/f = 2$ и $2\gamma_0 = \pi$.

При падении электромагнитной волиы, излучаемой облучателем, на металлическое зеркало на последнем возникают электрические поверхностные токи (вторичные токи). Эти токи существуют не только на внутренней, обращенной к облучателю поверхности зеркала, но также благодаря явлению дифракции электромагнитных волн и на его внешней поверхности. Электромагнитное поле, создаваемое зеркальной антенной в любой точке окружающего пространства, есть результат сложения (интерференции) вторичного поля, создаваемого поверхностными токами. и первичного, создаваемого облучателем. Строгое определение электромагнитного поля параболической антенны, а следовательно, и определение ее направленных свойств сводится к решению задачи дифракции сферической волны на параболонде вращения. Задача эта очень сложна математически и до сих пор не решена в общем виде. В настоящее время наиболее строгие и интересные результаты получены прямым численным метолом решения данной задачи, основанным на сведении исходной дифракционной задачи к интегродифференциальным уравнениям относительно плотностей токов, наводимых на поверхности параболоида первичным полем [19].

9.2.2. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА Диаграммы направленности параболоида

Имеются два приближенных метода определения направленных свойств параболической антенны — апертурный и токовый.

Апертурный метод состоит в определении электромагнитного поля в зоне излучения по известному распределению возбуждающего поля на поверхности раскрыва зеркала, которое определяется методом геометрической оптики.

Парабола обладает тем свойством, что расстояние от ее фокуса F до любой точки, лежащей на лиши MN, перпейдикулярной оси параболы и параллельной се директрисе, по ломаным путям $(FP_1M_1, FP_2M_2$ и др.) одинаково (рис. 9.10). Установленный в точке F облучатель излучает волны, близкие к сферическим. При этом расходящиеся лучи совпадают с лишиями FP_1, FP_2 и т. д. Если бы длина волны первичного источника была бесконечно мала, то лучи, падающие на внутрениюю поверхность параболонда, отражались бы от нее по законам геометрической оптики (утол между лучом и нормалью к точке отражения — угол падения $\gamma/2$



был бы равен углу отражения). При этом все отраженные лучи были бы параллельны оси z п таким образом сферическая волна преобразовывалась бы параболондом в плоскую. В действительности длина вояны облучателя не бесконечно мала, и поэтому сферический фронт волны источника не преобразовывается в плоский фронт ограженных волн. Однако расходимостью отраженных от зеркала лучей на небольшом участке пути от зеркала до поверхности раскрыва можно прецебречь и эту повсрхность можно считать синфазно возбужденной.

Пренебрегая влиянием ряда факторов, считают, что излучающей поверхностью зеркала является только синфазная поверхность его раскрыва и ес ДН находится методом Гюйгенса—Кирхгофа.

Амплитудное распределение в раскрыве зеркала определяется формой зеркала (отношением R_{i}/f) и ДН облучателя. При расчете амилитулиого распределения полагают, что зеркало относительно облучателя находился в дальней зоне. Это допустимо, так как обычно расстояние от фокуса до поверхности зеркала составляет десятки длин воли. В этом случае относительная амплитуда напряженности поля, создаваемого облучателем в любой точке поверхности зеркала (рис 9.11.а).

$$E_{3}/E_{0} = E_{S}/E_{0} = (\hat{f}/r') F_{0}(\gamma) = (1 + \cos \gamma) F_{0}(\gamma)/2, \qquad (9.9)$$

где E_3 — амплитуда напряженности поля в произвольной точке поверхности зеркала; E_0 — амплитуда напряженности поля у вершины зеркала; E_{5} — амплитуда напряженности поля в произвольной точке раскрыва зеркала; $F_0(\gamma)$ — нормированная характеристика изгравленности облучателя.

Отношение E_s/E_0 — приближенное амплитудное распределение возбуждающего поля, когорое удобно изобразить в виде графика и рассматривать как функцию относительного переменного радиуса раскрыва ρ/R_0 (рис. 9.11.6) Однако представление амплитудного распределения в виде точной аналитической функции $f_1(\rho/R_0)$ либо невозможно, либо приводит к громозаким вычислениям при расчете ДН.

Можно определить несколько значений функции $f_1(\rho/R_0)$ через равные промежутки ρ/R_0 и подставив их в интеграл (5.8), методом численного интегрирования рассчитать ДН антенны.

Иногда амплитулное распределение аппроксимируется функцией $f(\rho/R_c) = 1 - (1 - \Delta) (\rho/R_0)^2$ («парабола на пъедестале»), где $\Delta = E_{wp}/E_0$ — пормированная напряженность поля на краю раскрыва. В этом случае ДН можно определить по (5.12). Лучшие результаты, однако, в случае осесимметричной или мало отличающейся от нее ДН облучателя дает анпроксимация функции $f_1(\rho/R_0)$ стеленным рядом

$$f(\rho/R_0) = 1 - a_2(\rho/R_0)^2 - a_4(\rho/R_0)^4 - \dots$$
(9.10)

13-6464

¹⁹³

При этом для практических расчетов можно ограничиться только первыми тремя членами ряда.

В соответствии с (5.8) ДН излучающего раскрыва (без учета направленных свойств элемента Гюйгенса) 1

$$f(\theta) = \int_{0}^{1} \left[1 + a_{2}(\rho, R)^{2} + a_{4}(\rho, R)^{4} \right] J_{0}(k\rho \sin \theta) \rho R_{0}d(\rho, R).$$
(9.11)

После интегрирования (9.11) получаем . . .

$$f(0) = (1 + a_2 + a_4) \Lambda_1(u) - (a_2/2 + a_4) \Lambda_2(u) + (a_4/3) \Lambda_3(u), \quad (9.12)$$

где $u = kR_0 \sin \theta$; $\Lambda_1(u)$, $\Lambda_2(u)$, $\Lambda_3(u) =$ лямбда-функцин.

Для расчета ДН в одной из главных плоскостей (например, плоскость x0z) по (9.18) необходимо определить постоянные коэффициенты а2 и а4. Для этого по известной ДН облучателя в этой плоскости строится график амплитудного распределения $f_1(\rho/R_0)$ вдоль оси х (см. рис. 9.11,б). Аппроксимирование этого амилитудного распределения функцией (9.10) сводится к подбору коэффициентов a_2 и a_4 так, чтобы аппроксимирующая функция $f(\rho/R_0)$ совпадала с функцией амплитудного распределения f: (p/R₀) в двух точках, например при $\rho/R_0=1$ и при $\rho/R_0=0.5$ (в точке $\rho/R_0=0$ совпадение функции $f_1(\rho/R_0)$ с функцией $f(\rho/R_0)$ выполняется автоматически). Пусть при $\rho/R_0 = 1$ $f_1(\rho/R_0) = \Delta_1$ и при $\rho/R_0 = 0.5$ $f_1(\rho/R_0) = \Delta_2$. Тогда на основании (9.16) получаем

 $1+a_2+a_4=\Delta_1; 1+a_2(0,5)^2+a_4(0,5)^4=\Delta_2.$

В результате решения этих уравнений определяем неизвестные коэффициенты а2 н а4. Построив по ДН в плоскости уОг амплитудное распределение вдоль оси у, можно тем же путем рассчитать ДН антенны в этой плоскости (если ДН облучателя в плоскостях х0г и у0г различаются мало).

Расчет коэффициентов а2 и а4 можно уточнить. Для этого необходимо, чтобы аппроксимирующая функция f (0/R0) совпадала с функцией амплитудного распределения $f_1(\rho/R_0)$ не в двух, а в нескольких точках. В этом случае расчет коэффициентов а2 и а4 выполняется с помощью ЭВМ.

Если ДН облучателя значительно отличается от осесимметричной, то амплитудное распределение раскрыва зеркала f (о. ф') является функцией двух координат: радиальной о и азимутальной с (см. рис. 5.5). Для расчета ДН зеркала в этом случае можно воспользоваться формулой (П4.2) в [6]. Расчет произволится с помощью ЭВМ, причем структурная схема программы для расчета направленных свойств параболической антенны приводится в при-

В действительности облучатель не является точечным. Его размеры соизмеримы с длиной волны. Облучатель и элементы его крепления как бы «затеняют», экранируют часть раскрыва зерка-194

ла, вследствие чего фронт сформированной зеркалом волны несколько искажается. Наиболее серьезное влияние оказывает экранировка части раскрыва облучателем, если последний располагается на оси зеркала, т. е. в области наиболее сильного отраженного от зеркала поля.

Лиаграмма направленности антенны с учетом затенения определяется по формуле (5.15), где a_1 — радиус раскрыва облучателя; $a = R_0$ — раднус раскрыва зеркала. При небольшой величине (a_1 мало) препятствия (облучателя) можно считать, что амплитудное распределение на нем равномерное, т. е. $f(\rho' = \rho/R_0) = \text{const}$, тогда второй интеграл в (5.15) равен $(a_1/R_0)^2 \Lambda_1 (ka_1 \sin \theta)$. Таким образом, ДН с учетом затенения

$$f_{3}(\mathbf{0}) = f(\mathbf{0}) - (a_{1}/R_{0})^{2} \Lambda_{1}(ka_{1}\sin\mathbf{0}).$$
(9.13)

Характеристика направленности антенны без затенения f(0) может быть вычислена, например, по формулам (5.12) или (9.12).

В результате затенения несколько уменьшается главный максимум ДН антенны, цемного сужается главный лепесток и возрастает уровень ближайших к главному нечетных боковых лепестков. Для уменьшения влияния затенения на ДН антенны (в основном для снижения УБЛ) применяется вынос облучателя из поля отраженных от зеркала лучей. Облучатель устанавливают в фокусе зеркала так, чтобы направление его максимального излучения составило некоторый угол с осью зеркала (рис. 9.12). При этом облучается только часть зеркала, расположенная выше его оси, и отраженные от нее лучи проходят мимо облучателя. Необлучаемая часть зеркала удаляется. Такое зеркало называется неосесимметричным (антенна с вынесенным облучателем — АВО). Оно представляет собой несимметричную относительно фокальной оси вырезку из параболоида вращения. Несимметричное возбуждение круглого раскрыва во многих случаях может быть апироксимиро-



вано выражением (5.13). При распределении в раскрыве, соответствующем волне Ни, в круглом волноводе, ДН описывается выражением (5.14).

Параболическая антенна с вынесенным облучателем может быть выполнена также в виде рупорно-параболической антенны (см. § 11.2).

Токовый метод определения направленных свойств параболической антенны базируется на известном распределении поверхностных токов на внутренней поверхности зеркала. Полагая, что поверхностные токи существуют только на внутренней поверхности зеркала, можно вектор плотности тока в данной точке зеркала определить по известной формуле $J=2[nH_1]$, где n — единичный вектор внешней нормали к данной точке поверхности зеркала; **Н**₁ — вектор напряженности магнитного поля, создаваемого облучателем в данной точке.

Данная формула справедлива в случае падения плоской волиы на бесконечно протяжениую плоскую идеально проводящую поверхность. В случае падения сферической волны на параболическую поверхность конечных размеров эта формула является приближенной. Однако, если выполняются условия, при которых допустимо пользоваться законами геометрической оптики, пользование ею вполне допустимо.

На рис. 9.13 изображено распределение поверхностного тока, спроектированное на плоскость х0и; облучателем является элементарный вибратор (ось вибратора параллельна оси х) с рефлектором (контррефлектором), обеспечивающим однонаправленное излучение в сторону зеркала. Распределение амплитуд и фаз наводимых на зеркале токов является более сложной функцией координат, чем в случае апертурного метода. Зная закон распределения тока на поверхности зеркала, можно рассчитать его ДН. Для этого необходимо проинтегрировать по всей поверхности зеркала выражение для напряжешности поля, создаваемого элементом новерхности зеркала, рассматривая его как элементарный электрический внбратор.

Как видно из рис. 9.13, поле в направлении оси z зеркала создается только составляющими вектора Л, нараллельными оси х, которые во всех квадрантах имеют одинаковое направление. Поля, излучаемые всеми элементами зеркала в направлении осн г. складываются арифметически, т. е. это направление является направлением максимального излучения. Составляющая плотности поверхностного тока J_{u} в различных квадрантах имеет взанию противоположные направления и не создает излучения вдоль оси г. Составляющая J_z также не создает излучения вдоль оси z (вибратор вдоль своей оси не излучает). Составляющие J_y и J_z не создают излучения также в обеих главных плоскостях (плоскости х0г и уОг). Поляризация излучаемого поля в главных плоскостях является линейной (Е_x). В других плоскостях, проходящих через ось z, имеет место также излучение, создаваемое составляющими J_y и J_z, вследствие чего появляется поперечная (относительно основной) поляризация поля. Суммарное поле оказывается эллиптически поляризованным. Поперечная поляризация (кроссполяризация) является паразитной; она несколько уменьшает КНД антенны. Уровень кроссполяризации тем меньше, чем меньше отношение Rolf, r. е. чем более длиннофокусное зеркало.

Оба метода тем более точны, чем больше относительные размеры зеркала R₀/λ и чем больше его радиус кривизны (т. е. чем меньше отношение Ro/f). Однако токовый метод дает более точные результаты при расчете боковых лепестков ДН, а также позволяет учесть явление кроссполяризации.

В результате решения задачи дифракции сферической волны на параболонде вращения численным методом [19] установлено, что точка на оси параболонда z, в которой вторичное поле максимально (при падении на параболонд плоской волны, т. е. при работе антенны в режиме приема), не совпадает с геометрическим фокусом. Смещение действительного фокуса невелико для короткофокусных (глубоких) параболоидов (160° <2 уо <270°) и возрастает при уменьшении угла у. Результаты расчетов ДН. полученные данным методом, показывают, что токовый и апертурный методы дают хорошую точность в области главного и ближайших боковых лепестков. Погрешность при расчете дальних лепестков токовым методом (не говоря уже об анертурном) может быть значительной.

9.2.3. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕИСТВИЯ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Коэффициент направленного действия зеркальной антенны можно рассчитать по (5.25), заменив в ней апертурный КИП (v₂) множителем vpes (результирующий, или полный КИП), учитывающим уменьшение КНД из-за действия ряда факторов: переливания части излученной облучателем энергин через края зеркала (рис. 9.14), вызывающего увеличение уровня боковых лепестков ДН зеркальной антенны в задних квадрантах (дальние боковые лепестки); ошноки в фазовом распределении на раскрыве: затенения части поверхности раскрыва облучателем и элементами его крепления; кроссполяризации излучаемого поля и др. Таким образом.

$$D = v_{\text{pe3}} \frac{4\pi}{\lambda^2} S, \qquad (9.14)$$

где S== πR_0^2 — поверхность раскрыва;

 $v_{pe_3} = v_a v_1 v_2 v_3 \ldots$

Здесь v_а — апертурный КИП раскрыва зеркала; v₁ — множитель, определяемый переливанием части энергии через края зеркала (коэффициент перехвата); v2 — множитель. определяемый затенением; v₃ — множитель, определяемый фазовыми ошибками.

196

197

(9.15)



Рис. 9.15

Коэффициент усиления зеркальной антенны $G=\eta D$, где $\eta=$ = P_{Σ}/P_{obs} ; P_{obs} — мощность, подведенная к облучателю.

Коэффициент полезного действия у зеркальной антенны учитывает тепловые потери энергин в облучателе, в элементах крепления облучателя, в краске, покрывающей внутреннюю поверхность зеркала, и т. д. Сбычно п = 1.

Апертурный КИП ув. если амплитулное распределение не зависит от угла 4', можно определить по (5.27). При этом относительное амплитудное распределение в раскрыве f1 (p/R0) определяется способом, проиллюстрированном на рис. 9.11.

Мпожитель у, - коэффициент перехвата - есть отношение мощности, излученной зеркалом Р₂, к мощности, излученной облучателем Рудба (потери в зеркале здесь не учитываются). Следовательно, при осесимметричной ДН облучателя

$$\mathbf{v}_{\bullet} = P_{\Sigma} P_{\alpha \gamma} = \int_{0}^{1_{0}} F_{\sigma}^{\gamma}(\gamma) \sin \gamma d\gamma / \int_{0}^{\infty} F_{\sigma}^{\gamma}(\gamma) \sin \gamma d\gamma, \qquad (9.16)$$

Множитель v2, учитывающий влияние затенения на КНД антенны, может быть записан в виде [12]

$$v_{2} = D_{a37}/D_{0} = \left[1 - \frac{\int_{S_{3}a7} f(y'R_{0})dS}{\int_{S} f(y'R_{0})dS}\right]^{2}.$$
(9.17)

где D_{est} - КНД антенны с учетом затечения; D_ℓ - КНД без затепения: S. .. -- затенениая часть раскрыва зеркала.

С точки зрения получения максимального КНД при заданных Базмерах зеркала идеальной является. ДН облучателя, изображенная на рис. 9.15 (кривая 2). Эта ДИ является осесимметричной и имеет два главных максимума, соответствующих краям зеркала. 198

При этом амилитудное распределение раскрыва зеркала получается равномерным (с учетом разных расстояний от фокуса зеркала до его вершины), т. е. v₂=1; переливание энергии за края зеркала отсутствует (ДН имеет бесконечную крутизну ската); v₁==1.

Диаграммой направленности, похожей на кривую 1 рис. 9.15. обладают такие облучатели, как симметричный вибратор с рефлектором, рупор, шелевой излучатель. В интервале углов 0 </ 2 эти ДН довольно хорошо аппроксимируются функцией вида соз" у.

Если при заданной форме зеркала (Ro/f=const) расширять ЛН облучателя, то амплитудное распределение в раскрыве зеркала становится более равномерным (уа растет). Однако вместе с тем увеличивается доля энергии, проходящей мимо зеркала (уменьшается у,). При сужении ДН облучателя, наоборот, уменьшается va и увеличивается v1. Два противоположно действующих на результатирующий КИП и КНД фактора при постоянной величине R₀/f или угле раскрыва зеркала у₀ и изменяемой ширине ДН облучателя определяют условие оптимального облучения зеркала с точки зрения получения максимального КНД. Онтимизацию КНД аптенны, если известна ДН облучателя, можно осуществить с помощью ЭВМ (см. структурную схему программы расчета — приложение 2). При ДН облучателя вида соз в условие оптимального облучения примерно обеспечивается при $\Delta_{\rm KD} = E_{\rm KD}/E_0 = 0.316$ (--10 дБ), где Епр - напряженность поля на краю зеркала. При этом результирующий КИП антенны достигает значения 0,7. Кроме того, переливание энергии через края зеркала, приводящее к росту уровня дальних боковых и задних лепестков ДН антемны, значительно. Поэтому для снижения их уровия часто приходится уменьшать облучение краев зеркала, что снижает результирующий КИП. При выполнении условия оптимального облучения зеркала ширина ПН может быть ориентировочно определена по формуле

 $\Delta 0_{0.5} = (65 \dots 70^\circ) \lambda / 2 R_0.$

Нараболические антенны, применяемые для космической радиосвязи и в радиоастрономии, должны иметь высокий КНД (обычно больше 10⁵), чтобы обеспечить прием вссьма слабых сигналов; лиаметры раскрывов этих антени достигают десятков метров: щирина ДН определяется угловыми минутами. Стонмость изготовления больших зеркал растет при увеличении диаметра раскрыва примерно пропорционально гретьей стенени лиаметра. Поэтому результирующий КИП таких автени. характеризующий степень использования доверхности раскрыва антенны, должен быть велик. Шумовая температура антенны, определяемая в основном уровнем дальних боковых лепестков ДН. должна быть низкой. Для обеспечения высокого чез и низкой Т. ДН облучателя должна иметь форму, по возможности приближающуюся к идеальной (рис. 9.15, кривая 3). Положие ДН можно получить с помощью расфазиро-Бариых рупоров и их модификаций.

С помощью таких облучателей путем оптимизации их ДН и

геометрических параметров зеркала можно обеспечить высокий результирующий КИП (до 0.7 ... 0.75). Шумовая температура антенны может быть снижена до 10 ... 15 К.

9.2.4. ВЛИЯНИЕ ТОЧНОСТИ ВЫПОЛНЕНИЯ ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ НА ЕЕ НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА

Неизбежные неточности при выполнении любой антенны, в частности зеркальной (например. неточное выполнение поверхности зеркала, неточная установка облучателя), вызывают отклонение распределения поля на излучающей поверхности от расчетного и соответствующие искажения ДН. При этом на направленные свойства зеркальной антенны в основном влияют фазовые искажения.

Ошибки в распределении поля по раскрыву могут быть систематическими и случайными. Причинами систематических ошибок бывают смещение облучателя из фокуса, затенение раскрыва зеркала облучателем и элементами его крепления и др. Причинами случайных ошибок являются недостаточная точность обработки поверхности зеркала, случайные деформации новерхности антенны вследствие изменения температуры или ветровых нагрузок и др.

Систематические ошибки одинаковы в различных экземплярах антенны данной конструкции (при одинаковом метяде изготовления). Их можно учесть заранее (вопрос о влиянии различных фазовых опшбок на ДИ рассмотрен в § 5.4).

Случайные ошибки могут быть различными в отдельных экземплярах антени, несмотря на одинаковые конструкцию и методы изготовления. Заранее эти оншбки учесть невозможно, и влияние их можно оценить только статистическими методами, позволяющими находить средние (для данного семейства антени) характеристики направленности или среднее значение некоторых нараметров (например, КНД).

Правильная оценка влияния случайных ошибок на направленные свойства антенны позволяет установить допуски на необходимую точность изготовления антенны. Это особенно важно при проектировании больших зеркальных антенн для космической радиосвязи и радноастропомии, так как от значения допусков существенно зависит стоимость антенны. Необходимо также иметь в виду следующее. Минимально возможная абсолютная ощибка в выполнении поверхности эсркала б (ошибка формы зеркала) (рис. 9.16) при данном состоянии технологии изготовления зеркал растет примерно пропорционально днаметру зеркала. Поэтому относительная точность изготовления зеркала б $2R_0$ есть величина постоянная. Увеличение днаметра зеркала б $2R_0$ есть величина постоянная. Увеличение днаметра зеркала при заданной длине волны приводит к росту фазовых искажений в раскрыве зеркала ψ , так как (см. рис. 9.16) $\psi = (2\pi/\lambda) (\delta - \delta \cos \theta)$. Максимальная фазовая ошибка (при $\theta = 0^{-}$) $\psi = (4\pi/\lambda) \delta$.

При некотором значении Ro фазовая ошибка ф превысит допу-



стимое значение и дальнейшее увеличение днаметра зеркала (или уменьшенис λ при заданном R_0) ухудшает ДН и уменьшает КНД. Другими словами, при данной относительной ошибке $\delta/2R_0$ имеется некоторое предельное значение КНД антенны, которое нельзя превзойти ни увеличением днаметра зеркала, ни уменьшением длины волны. Правильный учет влияния случайных ошибок на направленные свойства антенны позволяет выбрать максимальный днаметр раскрыва антенны при заданной λ или выбрать λ_{min} при заданном днаметре зеркала.

Неточности изготовления поверхности зеркала характеризуются двумя параметрами: допуском на изготовление поверхности зеркала и радиусом корреляции его деформаций.

Допуском $\delta_{\text{доп}}$ называется такое отклонение поверхности зеркала от расчетной (в ту или другую сторону), которое не превышается с заданной вероятностью (папример, с вероятностью 0,9; 0,95; 0,99 н т. д.). Величина $\delta_{\text{доп}}$ определяется технологическими возможностями изготовления зеркал.

Если случайное отклонение поверхности зеркала от параболической формы подчиняется нормальному закону с нулевым средним значением, то для обеспечения допуска $\delta_{\text{доп}}$ с вероятностью 0,99 среднеквадратическое значение δ определяется по формуле $\overline{\delta} = \delta_{\text{доп}}/2,6$.

Относительный допуск можно представить в виде

 $\delta/2R_0 = 10^{-m}$.

(9.18)

В (9.18) величина *m* характеризует точность изготовления зеркала. Например, если *m*=3, то зеркало диаметром $2R_0=3$ м изготовлено с допуском $\delta=1$ мм. Значение *m* ≈3 соответствует обычной технологии производства зеркал.

Чтобы получить *m*≥4, т. е. увеличить точность изготовления зеркала, необходима весьма совершенная технология.

Радиус корреляции С характеризует среднюю величину участка деформации зеркала. Считают, что отклонение поверхности от расчетной в двух точках, отстоящих на расстоянии, превышающем С, практически независимы (некоррелированы). Значение С зависит от технологии изготовления зеркала. Обычно оно значительно больше λ и удовлетворяет неравенству

$$\lambda/\pi \leq C \ll 2R_0. \tag{9.19}$$

Некоррелированные участки зеркала, где имеются ошибки в выполнении поверхности, ведут к увеличению мощности излучения, заключенной в боковых лепестках, и к уменьшению КНД антенны в главном направлении. Если выполняется условие (9.19) и фазовые ошибки малы, то снижение среднего КНД параболической антенны

$$D/D_0 = v_3 = \exp(-\psi^2).$$
 (9.20)

Здесь $D_0 - KHД$ антенны при отсутствии ошибок; D - KHДзеркала с учетом ошибок; $\psi = 4\pi\delta/\lambda$, рад — приближенное среднеквадратичное отклонение фазы в раскрыве; ψ^2 — дисперсия апертурной фазовой ошибки, характеризующая разброс случайной величнны относительно ее среднего значения.

Зависимость потерь КНД от среднеквадратической ошнбки формы зеркала $(2\pi/\lambda)\delta$ при $C \gg \lambda$ показана на рис. 9.17.

Важно отметить, что увеличение уровня боковых лепестков изза случайных фазовых ошибок наступает гораздо раньше, чем происходит существенное уменьшение КНД.

Уровень боковых лепестков параболической антенны пропорционален дисперсни апертурной фазовой ошибки ψ^2 и квадрату раднуса корреляции *C*, измеренного в длинах волн. Последнее можно объяснить тем, что каждый участок с коррелированными ошибками (область корреляции) можно рассматривать как небольшую излучающую поверхность, направленное действие которой возрастает при увеличении ее размеров (*C*), что и приводит к увеличению боковых лепестков всей антенны. Сказанное справедливо при выполнении условия (9.19).

При одном и том же допуске на точность обработки поверхности зеркало с меньшим радиусом корреляции обеспечит более низкий уровень боковых лепестков. Поэтому занимающие небольшую площадь неоднородности (винты, заклепки) почти не влияют на ДН антенны.

При повышении частоты увеличиваются как фазовые ошибки, так и радиус корреляции, выраженный в длинах волн. Поэтому КНД антенны с неизменной площадью раскрыва увеличивается не пропорционально квадрату частоты, а медленнее. На рис. 9.18 показана зависимость КНД антенны от размера раскрыва зеркала $2R_0/\lambda$ при различных относительных среднеквадратических ошибках формы зеркала $\delta/2R_0$. Графики справедливы при больших радиусах корреляции.

Кроме неточностей изготовления предельное значение КНД ограничивают весовые, ветровые и тепловые деформации (эксплуатационные деформации), возникающие в процессе эксплуатации вериала.



В настоящее время при изготовлении параболических антенн применяется настолько точная технология обработки поверхности зеркала, что увеличением его диаметра практически можно реализовать почти любой требуемый КНД антенны.

В основном при определении допуска δ_{дол} исходят из допустимой фазовой ошибки ψ_{доп} в центре зеркала:

$$\psi_{\pi\circ\pi} = (4\pi/\lambda) \delta = \pm \pi/8, \qquad (9.21)$$

откуда δдол <</2.

Среднеквадратическая ошибка формы зеркала δ при заданной величине R_0 фактически определяет возможный диапазон использования параболической антенны, который определяется по приближенной формузе $\lambda_{max}/\lambda_{min} = 2R_0/(100 \dots 300)\delta$.

Величина λ_{\max} находится из условия применимости концепции геометрической оптики к расчету поля в раскрыве зеркала. Обычно считают, что $\lambda_{\max} \leq 2R_0/(5 \dots 10)$. Полагают также, что $\delta = -\lambda_{\min}/(20 \dots 30)$, откуда $\lambda_{\min} = (20 \dots 30)\delta$.

Повысить точность выполнения отражающих поверхностей можно нереходом от металлических конструкций к антеннам, выполненным на основе пластмасс, металлизированных различными способами. Применяются разные способы нанесения металла на пластмассу: гальванопластический, напыление, наклеивание тонкой фольги и др. [12].

9.2.5. ВЛИЯНИЕ ЗЕРКАЛА НА ВХОДНОЕ Сопротивление облучателя

Часть отраженных от зеркала лучей, на пути которых находится облучатель, перехватывается последним (реакция зеркала). По отношению к отраженным от зеркала волнам облучатель ведет себя как приемная антенна. В основном на облучатель воздействуют волны, отраженные вблизи вершины зеркала. Очевид-





жакого-либо согласующего устройства устанавливаемого в питающей линии вблизи от облучателя. Однако действие такого согласующего устройства будет достаточно эффективным только в сравнительно узкой полосе частот, так как с изменением частоты (из-за изменения разности хода лучей) меняется фаза коэффициента отражения.

но, что чем больше КНД облу-

чателя, тем большую отражен-

ную энергию он перехватыва-

ет. Перехваченное электромаг-

нитное поле создает в линии

питания волну, идущую от облучателя к генератору и ана-

логичную по действию обыч-

ной отраженной волне, возникающей в линии вследствие

ее рассогласования с нагруз-

кой. Появление отраженной от

зеркала волны эквивалентно

изменению входного сопротив-

ления облучателя. Конечие,

скомпенсировать с помощью

можно

отражениую волну

Хотя реакция зеркала вызывает сравнительно небольшое рассогласование облучателя с фидером, однако оно опасно в широкополосных системах (например, многоканальные РРЛ), где при этом ухудшается качество передаваемой информации.

Существует несколько способов уменьшения реакции зеркала, иаиболее радикальный из них состоит в выносе облучателя из поля ютраженных от зеркала лучей.

Одним из способов устранения реакции зеркала является облучение его полем с вращающейся поляризацией. При падении на зеркало излучаемой облучателем волны направление вращения плоскости поляризации отраженной волны изменяется на обратное, вследствие чего она не принимается облучателем. Аналогичный результат может быть получен в случае облучателя, создающего линейно поляризованную волну изменением поляризации отраженной от зеркала волны на 90°. Для этого на освещенной поверхности зеркала устанавливается система плоских металлических пластин высотой λ .⁴, располагаемых параллельно с шагом t, равным примерно $\lambda/6$... $\lambda/12$. Пластины образуют с вектором Е падающего от облучателя поля угол, равный 45° (рис. 9.19). Вектор $E_{\text{пад мож-но}}$ но разложить на две составляющие—параллельную кромке пластин E_{\perp} и перпендикулярную кромкам E_{\perp} . Составляющая E_{\perp} отражается от кромок пластин, а составляющая E_{\perp} от зеркала. При

этом она проходит дополнительный путь по сравнению с E_{\perp} , равный $2\lambda/4$, что дает сдвиг фаз между составляющими 180° . В результате плоскость поляризации отраженной волны $E_{\rm отр}$ оказывается повернутой по отношению к плоскости поляризации падающей волны $E_{\rm prag}$ на 90°. Этот метод, однако, позволяет устранить реакцию зеркала на облучатель только в узкой полосе частот.

9.2.6. УПРАВЛЕНИЕ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

Если фазовый центр облучателя сместить из фокуса в направлении, перпендикулярном оси зеркала (рис. 9.20, а), то лучи, отраженные в соответствующих точках верхней и нижней половине зеркала, достигают поверхности раскрыва неодновременно, т. е. поверхность раскрыва зеркала перестает быть синфазной. Можно показать, что при небольшом смещении облучателя Δx и достаточно длиннофокусном зеркале фазовое распределение поверхности раскрыва близко к линейному. Поэтому вынос облучателя из фокуса в направлении, перпендикулярном оси зеркала, приводит к повороту ДН в сторону, противоноложную смещению облучателя (см. § 4.5). Угол поворота ДН θ_{max} (рис. 9.20,6) при малых смещениях облучателя примерно равен углу смещения облучателя а₁, определяемому по формуле tg $\alpha_1 = \Delta x/f$. Фронт волны в раскрыве зеркала поворачивается на угол а₁. В действительности при смешении облучателя из фокуса кроме липейного изменения фазы появляются фазовые ошибки более высоких порядков, из которых наибольшую роль играют кубические. Знаки кубической и линейной фазовых ошибок противоположны. Поэтому ДН поворачивается на меньший угол, а главный лепесток становится несимметричным относительно своего максимума и уровень боковых ленестков со стороны. противоположной смещению ДН, возрастает.

Смещение облучателя из фокуса широко используется в радиолокации для управления ДН параболического зеркала. Практически обычно облучатель перемещается не перпенликулярно оси *z*, а по дуге, радиус которой равен фокусному расстоянию. Во избежащие значительных искажений ДН из-за появления кубической

фазовой ошнбки угол поворота ДН должен быть невелик и обычно не должен превышать удвоенной или утроенной ширины (по половинной мощности) ДН. Используя два смещенных в разные стороны относительно фокуса неподвижных облучателя, можно получить две независимые ДН для связи с корреспондентами, имеющими разные азимуты.



Рис. 9.20

Заметим, что при смещении облучателя из фокуса вдоль оси зеркала на поверхности раскрыва возникают фазовые искажения, симметричные относительно вершины зеркала, что расширяет главный лепесток и увеличивает уровень боковых лепестков ДН. При больших смещениях излучение в главном направлении уменьшается и появляются два боковых максимума. Чтобы фазовая ошибка из-за смещения облучателя не превышала допустимого значения $\pi/4$, должно выполняться условие $\Delta z_{доп} \leq \lambda/8 (1-\cos \gamma_0)$. Обычно место установки облучателя подбирается экспериментально.

9.3. ДВУХЗЕРКАЛЬНАЯ АНТЕННА

В двухзеркальной антенне (рис. 9.21) используются две отражающие поверхности: основная — большое параболическое зеркало и вспомогательная — малое зеркало в виде гиперболоида (антенна Кассегрена) или эллипсоида вращения (антенна Грегори).

Роль малого зеркала состоит в пер. тражении падающей на него сферической волны облучателя на оольшое зеркало. При этом вследствие гсомстрических свойств гиперболы (или эллипса) отражаемая малым зеркалом сферическая волна как бы исходит из одной точки — фокуса F_1 , совмещаемого с фокусом большого зеркала. Эта волна трансформируется большим зеркалом в илоскую. П. раболическое зеркало излучает так, как булто в его фокусе находится мнимый (виртуальный) облучатель, создающий сферическую волну. Второй фокус малого зеркала совмещается с фазовым центром облучателя (обычно рупора).

Геометрия двухзеркальной антенны определяется следующими нараметрами: R_0 и R_m — соответственно радиусы раскрывов большого и малого зеркал; $2\gamma_0$ — угол раскрыва большого параболоида; $2u_0$ — угол облучения источником (облучателем) краев малого



зеркала; j_0 — фокусное расстояние большого зеркала; j_M — фокусное расстояние малого зеркала; 2c — расстояние между фокусами малого зеркала; e — эксцентриситет малого зеркала. Независимыми переменными являются тельке четыре параметра, остальные могут быть определены через них. Обычно в качестве независимых переменных берутся R_z , R_M , γ_0 , α_0 .

В антенне Кассегрена выбор угла уо произволен, он ничем не ограничен. В антение Грегори угол γ₀ может быть взят лишь меньше 90° (если γ₀≥90°, то отраженные от одной половины малого зеркала лучи на пути к большому встретят вторую половину малого зеркала, т. е. будут им затенены). Поэтому антенны Грегори могут быть только длиннофокусными. Эти антенны применяют сравнительно релко.

Для расчета ДН двухзеркальной антенны необходимо знать амплитудное распределение на раскрыве большого зеркала, которое можно найти методом геометрической оптики. Проще, однако, заменить двухзеркальную систему эквивалентным параболоидом и найти амплитудное распределение на его раскрыве. Такой прием позволяет при расчете амплитудного распределения исключить из рассмотрения вспомогательное зеркало.

Поверхность эквивалентного параболонда представляет собой геометрическое место точек пересечения лучей, создаваемых облучателем, находящимся в фокусе малого зеркала F_2 с лучами, отраженными от основного зеркала (см. рис. 9.21). Лучи, отраженные от эквивалентного параболонда, направлены навстречу лучам, отраженным от основного зеркала. Однако для анализа работы антенны это обстоятельство не имеет существенного значения.

Двухзеркальная антенна по своим электрическим свойствам эквивалентна антение с параболическим зеркалом с фокусным расстоянием *f*_a, рассчитываемым по формулам, полученным методом геометрической оптики:

$$f_{\mathfrak{s}} = (e^{-1} - 1) f_0 / (e^{-1}) \tag{9.22}$$

(вспомогательное зеркало — гиперболоид);

$$f_{3} = (e+1)f_{0}/(1-e) \tag{9.23}$$

(вспомогательное зеркало — эллипсоид); е — эксцентриситет малого зеркала.

Радиус раскрыва эквивалентного параболоида равен радиусу раскрыва большого зеркала двухзеркальной антенны R_0 . Величины f_0 и f_3 связаны соотношением

$$\frac{f_{2}}{f_{0}} = \frac{f_{2}\left(\frac{r_{0}}{2}\right)^{2}}{f_{2}\left(\frac{z_{0}}{2}\right)} = \left|\frac{e-1}{e-1}\right| = m, \tag{9.24}$$

где m — коэффициент увеличения. Обычно m=2...6. Амплитудное распределение на раскрыве эквивалентного параболоида определяется ДН облучателя и отношением R_0/f_3 ; оно не отличается от амплитудного распределения основного зеркала. Амплитудное распределение эквивалентного параболоида рассчитывается так же, как в случае однозеркальной антенны (см. 9.2.2). Для получения нанболее равномерного амплитудного распределения (максимального КИП) ДН облучателя должна быть похожа на идеализированную диаграмму, изображенную на рис. 9.15, кривая 2 (см. л. 9.2.3).

Из (223). -Віличного порасстояние эквивалентного парабол "Силия ану Цина мотартото dal Этоян. "Я основного зерякаля Слято-растичние на тапинании зчтенны получается более равномершым. чега у странованиятичной энтенны с таким ... Согновление 1. Ра

Дв Улиничения энтения облечает рядом превыуществ п.о. срав-бор налиство бу топриятного амплитудного распределения в рас. KD. DIBE HIGH AND AND IN COMONITINE SHATES TOKASDERET, ITO PLETADUP зегиаль, то чины зеринию лишь выравн. Кает фазовое разпред еле-югшин КІана зеттана, дохотяшний ври гщательном выполнении ан чения то 9,7. гана как в двухзерка. Бной антенне облучатель мсчалиу намичитании бличеко к основноми зеркалу, то упрошлется по ничая нитаниа в облучателю. Укорачивается Длина линии питаин 4 чбу Санарана тратление этон выши и облучателя. Укорочение лични ничения велет и именьшению потерь в ней и снижению шумслын Теннынания тряктя питания (послелиее важио при использовании вначании и на коемической вадиосвязи).

А начиз нечнаятелят, что эффективная новерхность виртуального одаулантына ченена занестивный поверхности реального облучате. ли. Оло ананит, чти почичить заланное амплитудное распределение на изначенный понеруплети двухзеркальной антенны можно при ослушантань у беньшим раскрывом, чем в случае однозеркальной анценир. Возмежниеть увеличения раскрыва облучателя облегчает усу устучскияния в вояновозом. Днаграмма направленности обления двачариятиения антерны должна быть значительно уже ПЕ Склинатача учинаеркальной антенны.

Кончарановитика плотоваонды (еднозеркальные и двухзер-каночанся с утати раскомая зеркана 200 200 увеличивают защилина данствив антринко так как уменьшается переливание ансили ченез выза ословного зеркала. С этой же нелью инстда по чаския энифиль В результате понусняемся мер козффициент за-HELIULU TENC HOME TRANSPORTATIONE'S ANTENN MONT LOCTHFETE SURVES н г 79 дФ.

Сстраничи напостатками двухзеркальной антенны являются реавлата источно запачала на оп тучатель и связащие с Этим ухудшение MAMAPHIMMY COMPARE AT TO CODECH C STILL REAL MODION Шиманные стание тако мары усложиянии англины. Нелостат-Why the ADEAD THINK SHTCHIER AB. ARTCH TAKING SATURCHIE DECKINERA иники нини ранаматательным заркалом и элечентами его креплеия. ь тими рапативание энергия облучателя через прак этого 10 JUNA, 41,

- - спанник фрината спалавлемый вспомогательным зеркалом, возрасковые тру тратионии разичса расковые малого зеркала, пото. 2018

му при выборе размеров вспомогательного зеркала обычно исходят в саят но псения, Pr= (0.06 ... 0.2) Ro. Переливание энергии чеpes : גוא א ארארערט אראי א א אראין JBY XATUKATETIN, all CHINE, BCE. WE HE TAK DRACHUS JAN. B UND SANKYTT אטוא צוורפווות, זאר טוט חוישוא א חסכדע אופון גיאסה ש לאחוא יעשאוואו тах и у худшению защитного деиствия антенны.

אים אינטאוצוראט, שדו אודפאפאואר חוויעאפטאיא אאאאאאמאטארא שאויע אאויאאזאאן איז אאואאאמאטארא איז איז אויא אויא ны размеры теней, отпрасывлемых раскнывом. облучателя и вспо-

моталельным зеркалам. Условие минамального занажние (5243)

Ry/Ros. =: 10/2 C.

где R_{лбл} — радаус раскрыва облучателя; 2с — расстояние между. фокуса мы малого зеркала.

Для выполнения соотношения (эст) ный известью, кое, и 1º несюходимо полобрать величину 2с. Влияние затенения на КНД пра RM/Ro<1/3 невелико. Оптимизирать гесте цинастинь Гтапа иетры двухзеркалысй антенны, можно с помощью Эри.

Применяя в двухзеркальной системе новеньшось . нысти и ст. личные от правителых параполондов. эльтинские ной и сиперболон-дов (квазилараболические или оптимизировнымов антенных), ток. ІСВ (Квазиларисслические или оптимизировиемова антенный, журк. ис получить более равномерное ампантурное распроделению в рае-кыве основного зеркала при меньшем нереливания антенне-его края, чем это кмеет место в ообщиют двухарисальная антенне-его края, чем это кмеет место в ообщиют двухарисальная антенне-его края, чем это кмеет место в ообщиют двухарисальная антенне-его края, чем это кмеет место в ообщиют двухарисальная антенне-его края, чем это кмеет место в ообщиют двухарисальная антенне-его края, чем это кмеет место в ообщиют двухарисальная антенне-его края, чем это кмеет место в ообщиют вольно общие общие общие в при общиют ти солучателя. Равномерное амплитуриод распродолоние в баскрыре облиного зеркала при большом коэффиционте Бере-храта (у) обесперивается малым зеркалом бивгодаря медифика-ика поримы его порерущести тири этом форма новымисти быльно. ЦИИ формы его поверхности. При этом форма новерхноти быльны. Го зеркала выбирается так, чтобы обеспечные Синфаеное внебужны. ние его раскрыва. В качестве облучатель чевыний пырымовуется нунор. При относительно малых размерах венемонань извично зыкана оказывается возможным не модифыцировать вольших эниезии.

9.4. OBNY GATEMEN SEDERATE INDER AND FEFF

В качестве облучение зариан, винаниенных в віде параболойдов в ращения, применяют слабонаправленные антенны, обладаюцие однонаправлениет излучением (в сторовку зерьания). фатант центр облучаталя совмещается с форусом зенкала. вный зноче сте יו אונורפאש עראדאנט בסאדערט בענידער אין אונורפאש אונעראעראיא אין אין אונייא אין אין אונייא אין אין אין אין אין ринескузу штек близкузу к ней волну.

Диаграмма направленности облучаваня ночкава окасания Вать требуемое амилитулисе распредельние в раскрыве при малом пере-กายอาเพพ รายอาเพพ แอกอร "พื่อสุด 3epkaira. กับ Boshow Mogun Annover ณิยธากี แหมพยาราวเตห้ แ มาหนูมูละเอหอม vpobles สาวณ์แปลง ... ห จอสมหรั กละ המנדאטוא. כרדיאאוזיים אאזייניפאפאטרט סטאיאאדעהא אועאיאנא אואי אוייאי Гакова, чтобы Эмно незначительных поне с понеренова полити 1434. AKOTATE THE MATE MATHE DASMOUN WAY A REAL AND ALE STATE 90ھتہ

4-14-9

шить его экранирующее действие (теневой эффект) на поле, излучаемое зеркалом; элементы крепления облучателя также не должны существенным образом искажать отраженное зеркалом поле. Диапазопные свойства параболической антенны в основном зависят от облучателя, поэтому от него требуется широкая полоса пропускаемых частот как по направленным свойствам, так и по входному сопротивлению. Облучатель и его тракт питания следует рассчитывать и конструировать так, чтобы заданная мощность пропускалась без возможности пробоя диэлектрика.

Если необходимо, чтобы антениа обладала большой широкополосностью, то в качестве облучателей могут использоваться логопериодические антенны, плоские и конические спирали.

Вибраторные облучатели, питаемые с помещые коаксиальных линий, применяют обычие в дециметревем диапазенс и в длинневелновей части сантиметревеге диапазена. Для сездания еднонаправленного излучения используют контррефлекторы в виде пассивных вибратерев или металлических дисков диаметром (0,7 0,8) λ (рис. 9.22). Фазевый центр облучателя находится между вибратерем и рефлектерем. Диаграмма направленности облучателя с дисковым рефлектерем близка к осесимметричной и приближенне межст быть определена по фермуле $F_0(\gamma) = \cos^2 \gamma$. Переход от кеаксиальней линии к симметричнему вибратору осуществляется пе одной из схем, рассмотренных в § 7.3.

Вибраторы, питаемые с помощью волноводов, — волноводно-вибраторные облучатели (рис. 9.23) — применяют на волнах короче 10 см. В середние выходного отверстия волновода устанавливается тонкая металлическая пластина перпендикулярно линиям вектора Е, к которой в их центре крепят два вибратора на расстоянии примерно (0,3... 0,25 λ) друг от друга. Вибраторы возбуждаются полем, выходящим из открытого конца волновода. Длины вибраторов подбираются так, чтобы второй вибратор играл роль контросфлектора. Фазовый центр расположен между вибраторами (бли-





же к первому из инх). Стенки волновода, параллельные вектору Н, суживаются к концу для того, чтобы ослабить затенение зеркала волноводом.

Вибраторные облучатели целесообразно использовать в случае довольно глубоких параболических зеркал (примерно при $2\gamma_0 = 120 \dots 180^\circ$). Недостатком вибраторных облучателей является их узкополосность.

Для сездания кругевой поляризации можно применять спиральный и крестообразный (турникетный) облучатель (рпс. 9.24). Облучатели этого типа применяются также в зеркальных антеннах. РРЛ, если передаваемые и принимаемые поля имеют взаимно перпендикулярную поляризацию. В этом случае один из вибраторов используют для передачи, другой — для приема. На сантиметровых и более коротких волнах широко применяют волноводные (круглые и прямоугольные) и рупорные облучатели (рис. 9.25). Иногда их используют и на дециметровых волнах. Эти облучатели позволяют нередавать большую мощность и имеют лучшие диапазонные свойства, чем вибраторные. Однако из-за наличия волновода затеияется зеркало. Небольшой пирамидальный или конический рупор на конце волновода позволяет получить пространственную ДН, сравнительно симметричную относительно оси зеркала. Такой облучатель имеет более узкую ДН, чем волноводный, и поэтому может применяться в случаях более длиннофокусных параболондов. Рупорный облучатель имеет значительно меньшее излучение в обратном направлении, чем волноводный. Применение рупорного облучателя с фазирующей секцией позвеляет с пемещью зеркала пелучить вращающуюся поляризацию. С помощью рупора можно обеспечнть оптимальное облучение зеркала с углом раскрыва 2уо= =100 ... 150°. Однако такие облучатели создают амплитудное распределение в раскрыве зеркала, далекое от равномерного. При этом утечка энергии за края зеркала довольно высока (мал коэффициент v1).

Рупоры, иредназначенные для облучения неоитимизированных антенн, должны иметь ДН с двумя максимумами, соответствующими краям малого зеркала, и небольшой впадиной в направлении вершины зеркала (см. рис. 9.15, кривые 2 и 3). Похожие ДН имеют расфазированные рупоры. Так как оптимизация двухзеркальной антенны состоит в подборе профилей зеркал в соответствии с заданной формой ДН облучателя, то нет необходимости в налнчии у последнего ДН, изображенной на рис. 9.15 (кривая 3). Основными требованиями, предъявляемыми к форме ДН облучателя оптимизированной антеины, являются ее осевая симметрия (при куполообразной форме вершины) и минимальная утечка энергии вне сектора облучения малого зеркала (крутые скаты ДН) (рис. 9.26).

Среди различных типов рупорных антенн, позволяющих получить требуемую форму ДН, достаточной гибкостью и конструктивной простотой обладают расфазированные рупоры с изломом конической образующей (рис. 9.27) [9, 12].

Такой рупор состоит как бы из двух частей: І, примыкающая к волноводу, может рассматриваться как иючти синфазный рупор (угол раствора $2\gamma_1$ мал); II, примыкающая к части І, может рассматриваться как сильно расфазированный рупор (угол раствора $2\gamma_2$ велик), питаемый синфазным.

В месте соединения рунорных частей происходит излом конической образующей. Внутри рупора с изломом основной поток электромагнитной энергии, формируемый рупорной частью I, заключен в угловом нитервале 2у, («освещенная» область пространства). По мере удаления от освещенной области в теневую (эта область заштрихована) этот поток существенно ослабляется. В результате ослабления амплитудное распределение возбуждающего поля в раскрыве рупора резко спадает к краям раскрыва. Причем характер амплитулного распределения получается примерно одинаковым в Е- и И-плоскостях, чего ист в обычных сновно расфазированных рупорах. Поэтому ДН рупора с изломом примерно одинаковы в обеих главных плоскостях (осевая симметрия ДН) и имеют крутые скаты. Форма вершины главного лепестка примерно совпадает с формой вершниы ДН обычного расфазированного рупора в плоскости Н, имеющего ту же расфазировку. При минимальных габаритах рупора куполообразная форма вершицы ДН — облучатель оптимизированной антенны (см. рис. 9.26) соответствует суммарной расфазировке $\psi_{\Sigma} = \pi$; почти плоская — $\psi_{\Sigma} = 1.5\pi$; воропкообразная - облучатель неоптимизированной антенны (см. рис. 9.15, кривая 3), $\psi_{\Sigma} = \pi \cdot 2$. Суммарная расфазировка поля определяется собственной расфазировкой рупора II и расфазировкой, определяемой расстоянием до точки наблюдения, например до малого зеркала. Необходимо отменные, что начиная





с уревня примерно —20 дБ ДН в плескести *E* становится шире, чем в плескости *H*, а уревень бокевого излучения — существенно выше. Расстеяние ет фазевого центра рупора с изломом до раскрыва рупора II может быть определено по формуле $S_{\phi,\mu} = (2a_2 - a_1)/2 \operatorname{tg} \gamma_2$.

Одним из способов получения ДИ, необходимой для облучения оптимизированного зеркала (куполообразная), является выполнение стенок конического рупора, возбуждаемого волной Н11, гофрированными, с определенной глубиной гофра (канавки). В стенках рупора прорезается ряд концентрических четвертьволновых канавок с расстоянием з между инми (импеданская стриктура) (рис. 9.28). Такие канавки имеют большое входное сопротивление для продольной составляющей поверхностных токов проводимости. Резкое ослабление этих токов на степках рупора вызывает ослабление не только тантенциальной, но и нормальной составляющих вектора Е, а следовательно, и токов смещения в стенках рупора. Последжее объясняется тем, что согласно закону непрерывности волного тока токи смещения у стенок рунора проходят в продольные токи проводимости, ослабление которых вызывает пропорциональное ослабление нормального к стенкам тока смещения. При этом амплитудное распределение в плоскости Е раскрыва рупора оказывается спадающим по направлению от центра раскрыва к его краям, т. с. имеет такой же характер, как и в плоскости Н. При близких амплитудных распределениях в плоскостях Е и И близкими оказываются и ДН в этих плоскостях. Оптимальными являются параметры гофра $d = \lambda/4$, t≥i.′8.

Рупоры с канавками обладают малей утечкой энергии вне области главного лепестка и одинаковым положением фазового центра во всех плоскостях поля. Для улучшения согласования рупора с волноволом прорезают канавки по спирали с шагом вдоль стенки рупора $\lambda/2$. С этой же целью можно выполнить канавки с переменной глубиной (уменьшающейся, например, от $\lambda/2$ до $\lambda/4$ по мере приближения к раскрыву).

Наличие у рупора с изломом малого синфазного рупора увеличивает его продольный размер. Создать синфазный фронт в заданном сечении рупора без увеличения его продольного размера можно, установив в горле расфазированного рупора диэлектрическую втулку (рис. 9.29) [9]. Такие антенны позволяют синтезировать практически любую форму главного лепестка ДН и находят все большее применение. Основные их недостатки те же, что и у рупоров с канавками: сложность конструкции, высокие требования к точности выполнения, невозможность использования при больших мощностях. Увеличить крутизну скатов главного лепестка и уменьшить уровень бокового излучения рупора с изломом можно соответствующим увеличением расфазировки. При этом, однако, резко увеличиваются геометрические размеры рупора и ухудшается форма вершины главного лепестка в плоскости *E* (изрезанность). Желаемый эффект можно получить путем нарезания на стенках рупора с изломом импедансных «запирающих» канавок (рис. 9.30). Для достижения существенного эффекта в таком комбинированном рупоре (в отличие от обычного расфазированного рушора) достаточно прорезать 4—6 канавок. Таким образом, комбинированный рупор [20] сочетает полезные свойства рупора с изломом и рупора с канавками. Комбинированные рупоры при равных электрических размерах отличаются от рупоров с изломом меньшими габаритами, а от рупоров с канавками на стенках — большей технологичностью за счет уменьшения числа канавок.

Можно значительно уменьшить габаритные размеры (в 4 ... 5 раз по сравнению с другими облучателями) облучателя, применив не сильно расфазированный рупор ($\psi_{max} \approx \pi$) с импедансной структурой на внутренних стенках (система канавок) [21].

При установке облучателя необходимо знать положение его фазового нентра, так как последний должен совпадать с фокусом зеркала. Фазовый центр волны, излучениой рупорной антенной, совнадает с веринной рупора только при фазовых сдвигах на краях раскрыва (ψ_{max}), превыщающих 1,25 ... 1,5л. С уменьшением расфазировки фазовый центр постепенно смещается к раскрыву рупора и при $\psi_{max}=0$ (практически при $\psi_{max}=40$... 60°) совпадает с центром раскрыва.

При $\psi_{max} < 100$... 120' полежение фазовего центра пирамидальной рупорней антенны в главных плоскестях межне определить пе формулам

 $\begin{aligned} \mathbf{z}_{H} \ L_{H} &\approx \mathbf{0}, \mathbf{0}9 \tau_{max}^{2} \cos(0, \frac{2\pi}{2} \tau_{max}^{H}); \\ \mathbf{z}_{E} / L_{E} &\approx 0, 18 \tau_{max}^{2} \cos(0, \mathbb{R} \tau_{max}^{E}). \end{aligned}$

Здесь z -- расстояние от центра раскрыва рупора до фазового центра. Ψ_{max}^{H} и Ψ_{max}^{E} определяются но (9.1) и (9.2).

Из этих формул видно, что при облучении антенны пирамидальным рупором с квадратным раскрывом пельзя обеспечить синфазность се апертуры (фазовые центры рупора в плоскостях Е и Н не совпадают). Если для получения оссемметричной ДН принять $a_p=1.5b_p$, то положения центра рупора в плоскостях Е и Н враклически созпадают.

Полежение фазового центра конического рупора (при $\psi_{max} < <100 \dots 200^\circ$, где $\psi_{max} = \pi a^2/L; a - радиус раскрыва рупора) определяется по формулам <math>z_{H'}L \approx 0.049\psi_{max}^2; z_E/L \approx 0.104\psi_{max}^2$.

Следует иметь в виду, что на практике фазовый фронт волны облучателя вблизи поверхности зеркала часто существенно отличается от сферического (это относится к некоторым вибраторным облучателям, несинфазным рупорам, логопериодическим облучателям и др.) и, кроме того, возможна неточность в установке облучателя. Все это приводит к уменьшению КУ антенны.

Существуют различные способы уменьшения УБЛ рупорных об-

лучателей, обладающие однако существенными недостатками (снижение КУ, изменение геометрических размеров и др.). В [22] описан метод уменьшения УБЛ в широком секторе углов при сохранении КУ, а также ширины и формы главного лепестка ДН в пределах рабочего сектора применением пирамидальных или конических поглощающих насадок с оптимальным углом раствора.

9.5. АНТЕННА — ПАРАБОЛИЧЕСКИЙ ЦИЛИНДР. УГОЛКОВАЯ АНТЕННА

В ряде случаев необходиме иметь в двух главных плоскостях ДН, значительне отличающиеся по ширине. При этом пространственная ДН имеет форму веера. Для получения веерной ДН размеры раскрыва зеркала в двух взаимно перпендикулярных плоскостях должны быть различны. Такая диаграмма может быть получена, например, с помощью усеченного параболонда. Однако в этом случае трудне обеспечить оптимальное облучение зеркала гочечным облучателем. Значительно легче получить простую веерную ДН с помощью антенны, состоящей из металлического цилиндра, и линейного облучателя, расположенного вдоль фокальной оси этого цилиндра (рис. 9.31). Сечение цилиндра плоскостью у0г представляет параболу, а плоскостью х0г – прямую линию. Длина облучателя равна примерно длине (высоте) цилиндра h.

Если на поверхность цилиндра надает цилиндрическая волна, то благодаря геометрическим свойствам параболы эта волна, отражаясь по законам геометрической оптики, трансформируется в плоскости y0z в плоскую. В плоскости x0z цилиндр не обладает грансформирующими свойствами. Поверхность раскрыва цилиндра *ABCD* имеет форму нрямоугольника со сторонами $2R_0 = AB$ и h. Эта поверхность возбуждается синфазно. Синфазность возбуждения вдоль осн y обеспечивается трансформирующими свойствами параболического цилиндра в плоскости y0z, а вдоль осн x — тем, что все элементы линейного облучателя возбуждаются синфазно и создают вдоль оси облучателя синфазное поле.

Характерные особенностн нараболических цилиндров следующие: 1) параболический цилиндр значительно легче выполнить, чем параболоид вращения. Например. применяя параболические цилиндры в качестве коротковолновых антени, можно выполнить их из отдельных проводов; 2) в случае параболического цилиндра поле с паразитной поляризацией отсутствует (если вектор падающего поля поляризован вдоль фокальной оси) или весьма мало (вектор Е поляризован перпендикулярно фокальной оси); 3) реакция зеркала на облучатель в случае параболического цилиндра значительно больше, чем в случае параболоида.

В плоскости x0z ДН параболического цилиндра (см. рис. 9.31) копирует ДН синфазного облучателя. Ее ширина определяется ли-



Рис. 9.31

Puc. 9.32

нейным размером h раскрыва в направлении оси x и амплитудным распределением вдоль этой оси. В плоскости y0z ДН антенны может быть рассчитана методом, изложенном в н. 9.2.2, но при этом функция $f_1(\rho/R_0)$ заменяется функцией $f_1(y/R_0)$ (см. [6], приложение 5). В тех случаях, когда не требуется особая точность расчета, амплитудное распределение $f_1(y/R_0)$ может быть аппроксимпровано функцией

 $f(y_i^T R_0) = \Lambda := (1 - \Delta) \cos(\pi y/2R_0).$

При такой анпроксимации электромагнитное поле в середине раскрыва (y=0) принято равным единице, а на краю раскрыва ($y=-R_0$) равно Δ .

При принятой упрощенной аппроксимации электромагнитное ноле в дальней зоне, создаваемое рассматриваемой антенной, можно представить в виде суммы электромагнитных полей, создаваемых двумя совмещенными антеннами с линейным размером раскрыва $2R_6$. В одной из этих антени распределение электромагнитного поля будет равномерным с амплитудой Δ , а в другой подчиняться косинусондальному закону с амплитудой в середине раскрыва $(1-\Delta)$.

Формула для пормированной диаграммы направленности антенны с распределением электромагнитного поля, определяемым уравнением упрощенной анпроксимации, имеет вид

$$F(\boldsymbol{\theta}) = \left[\Delta \frac{\sin u}{u} + \frac{2(1-\Lambda)}{\pi} \frac{\cos u}{1-(2u/\pi)^2}\right] \left[\frac{1}{\Delta + \frac{2}{\pi}(1-\Delta)}\right], \quad (9.26)$$

где $u = kR_0 \sin \theta/2$.

Суммирование следует производить с учетом знаков слагаемых. Если в пределах затеняющего препятствия функцию $j(y/R_0)$ можно считать постоянной и равной единице, то влияние затенения зеркала облучателем в плоскости y0z учитывается вычитанием из выражения (9.26) величины $2a_1 \sin u_1/(R_0u_1)$, где $u_1 = (ka_1/2) \sin \theta$; $a_1 -$ ширина облучателя. Обычно результирующий КИП параболического цилиндра не превышает 0,5 ... 0.6.

Параболический цилиндр обычно облучается с помощью синфазной многощелевой волноводной антенны (см. § 8.2), волноводной многовибраторной антенны, рупорной липейной решетки, сегментной параболической антенны, уголковой антенны и т. п.

Сегментная параболическая антенна (рис. 9.32) представляет собой параболический цилиндр, ограниченный близкорасположенными металлическими илоскостями, перпендикулярными его оси. В фокусе параболы номещается облучатель — открытый конец волновода или небольшой рупор. Такая антенна фокусирует лучи так же, как открытый параболический цилиндр. В раскрыве сегментной параболы получается синфазное поле.

Питание полуволновых вибраторов волноводно-вибраторной антенны (рис. 9.33) осуществляется с помощью небольших отрезков коаксиальных линий с симметрирующими щелями. Коаксиальные линии возбуждаются с помощью зоплов, погруженных в волновод и параллельных вектору Е. Зонды поочередно присоединяются то к левому, то к правому илечу вибраторов, что при расстоянии между вибраторами, равном $\lambda_{\rm B}/2$ ($\lambda_{\rm B}$ — длина волны в волноволе), обеспечивает их синфазное возбуждение.

Уголковая антенна (рис. 9.34) состоит из зеркала (рефлектора), образованного двумя плоскими металлическими пластинами, и вибратора или системы коллинеарных вибраторов, расположенных в плоскости биссектрисы угла зеркала у. При использовании антенны в широком днапазоне частот хорошие результаты дает применсние биконического вибратора. Поле, излученное антенной, является суммой иоля. излучаемого непосредственно вибратором (облучателем), и иоля. создаваемого вторичными токами, текущими по поверхности зеркала. При иравильном полборе угла у и расстояния *d* от оси облучателя до вершины зеркала максимальное



Рис 9.33

Рис. 9.34

излучение получается в направлении биссектрисы угла γ . Угол γ обычно берется равным 180°/*n*, где *n* — целое число (1, 2, 3, ...).

Строгий анализ направленных свойств уголкового зеркала конечных размеров крайне сложен [19]; он требует знания распределения токов на поверхности рефлектора. В настоящее время строго рассмотрен только случай, когда ширина пластины L конечна, а высота аптешны $H = \infty$. При илженерных расчетах обычно пользуются методом зеркальных изображений, который совершенно строг при бесконечных размерах зеркала.

В результате расчетов установлено, что отношение d/λ следует выбирать в пределах 0,25 ... 0,75 при γ =90°; 0,35 ... 0,8 при γ ==60°; 0,5 ... 1,0 при γ =45°.

Чтобы в секторе $\theta < \gamma/2$ реальная ДН антенны удовлетворительно совпадала с рассчитанной для бесконечного зеркала, необходимо выполнение соотношения $L \ge (3-4)d$. По высоте *Н* зеркало должно выступать за пределы вибратора на величину $(0,1 \dots 0,2)\lambda$.

Уголковая антенна отличается конструктивной простотой. Крепление вибраторов можно осуществлять как с помощью диэлектрических изоляторов, так и «металлических изоляторов», что предпочтительнее. С помощью такой антенны при ее приемлемых размерах можно получать ДН шириной примерно до 20° (по половииной мощности). По своим направленным свойствам антенна близка к нараболическому цилиндру с такими же размерами.

Антенны данного типа широко применяют на дециметровых волнах. Уголковые антенны используют также на метровых волнах.

9.6. УРОВЕНЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НАРАБОЛИЧЕСКОГІ АНТЕННЫ В ОБЛАСТИ ТЕНИ (РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГІ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ)

В ряде случасв, в частности в раднорелейной радносвязи, важное значение имеет УБЛ в заданчых квадрантах в направлениях, близких к направлению 0..., 180. Обычно в 5тих направлениях УБЛ (коэффициент защитлого действия). (оджен составлять не более —60..., —70 дБ.

Рассмолренные приблаженные мстоды расчета напряженности поля параолической сита ны (токовый и апертурный) не позволяют найти поле в задних квупратах (в области тени). Вполне удовлетворительную точность раслета УБЛ в области тени дола метоб разномерной ссометрической теории дифрактели (РГГД). Кау и теомстрическая оптика. РГГД базируется на предположении, что зикргия распространяется влоль лучей, однаго в отличие от геометрической области в ила помимо палающих, ограженных и предомленных лучей рассматриваются так называемые дифракционные лучи.

Напряженность поля, создаваемого в области тени параболической антенны, сбусловлена в основном красвыми дифрагированными лучами, возникающими

в местах падения велны, созданней облучателем. В случае двухзеркальной антенны—это волна, сезданная облучателем и отражениая от вспемегательнеге зеркала на край (ребро) зеркала (рис. 9.35).

В направленин оси зеркала поляризация дифрагированного поля, определяемого ребром антенны, соответствует поляризации поля облучателя. Кроссполяризации поля облучателя. Кроссполяризационная составляющая поля для направлений, близких к оси зеркала, невелика. Будем считать, что облучатель создает поле, поляризованное в направленин, параллельном осн x. Как показано в [12], составляющая дифрагированного поля $E_{x^{A}}$ в этом случае определяется выражением





$$E_{y}^{\mathbf{\pi}} = \frac{\Delta E_{0}R_{0}}{2} \frac{J_{0}\left(kR_{0}\sin\theta\right)}{\sin(\gamma_{0}/2)} - \cos 2\varphi' J_{2}\left(kR_{0}\sin\theta\right) \frac{\exp\left(-i\,kr\right)}{r}, \qquad (9.27)$$

тде E_0 — напряженность поля, создаваемого облучателем в центре раскрыва зеркала (в случае двухзеркальной антенны — это центр раскрыва эквивалентного параболонда); ф' — полярный угол в плоскости y0z; $\Delta = E_{kp}/E_0$; γ_0 — половина угла раскрыва зеркала. При выводе формулы (9.27) предполагалось, что ДН облучателя осесимметрична и поэтому уровень облучения краев зеркала одинаков.

Величина E_{e^3} нормируется по отношению к напряженности поля в паправлении максимального излучения антенны E_{max} , которая в соответствии с (1.21) (полагая $\eta = 1$) определяется по формуле

$$E_{max} = \sqrt{60P_{\Sigma a}D} r, \qquad (9.28)$$

тде $P_{\Sigma a}$ — мощность, излучаемая апертурой антенны; $D = \frac{4\pi}{\lambda^2} v_a$ — апертурный КПД антенны.

При осесниметричной ДН облучателя мощность, переизлучаемая апертурой зеркала $P_{\Sigma a}$, может быть определена через амплитулное распределение ноля в раскрыве:

$$P_{\Sigma a} = \frac{\pi E_0^2}{W_c} \int_0^{R_0} f^2(\gamma) \gamma d\gamma.$$
(9.29)

Зная амилитуцись распроцеление $\hat{f}(p)$, можно вычислить интеграл в (9.29) и найти $P_{\Sigma a}$. Подставив напденное значение $P_{\Sigma a}$ в (9.28), можно определить E_{max} и, разделив на него выражение (9.27), найти отношение $E_{\pi a}/E_{max}$

При расчете значений $E_{x^*}, E_{m,x}$ в плоскости E следует в (9.27) положить $\varphi'=0$, а в плоскости $H-\varphi'=\pi/2$.
Коэффициент защитного действия антенны

$$\xi_{\text{satu}} = E(180^\circ) / E(0^\circ) = \frac{\Lambda E_0 R_0}{2E_{n;av} \sin(\gamma_0/2)}.$$
(9.30)

Диаграмма направленности антенны в области углов, примыкающей к направлению 0=180°, определяется выражением

$$f(\theta \approx 180^{\circ}) = \frac{J_0(kR_0\sin\theta)}{\sin(\gamma_0/2)} - \cos 2\varphi' J_2(kR_0\sin\theta).$$
(9.31)

Глава 10. СКАНИРУЮШИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ И РЕШЕТКИ С ОБРАБОТКОЇ СИГНАЛОВ

10.1. НАЗНАЧЕНИЕ И МЕТОДЫ СКАНИРОВАНИЯ

Под сканированием в антенной технике понимают процесс перемещения основного ленестка ДН в пространстве. Сканирование может осуществляться механическим, электромеханическим и электрическим способами. Первый способ реализуется поворотом всей антенны. При втором осуществляется механическое управлениеотдельным элементом антенны, в результате чего изменяется положение ДН всей антенны (например, при смещении облучателя относительно фокуса в нараболических антеннах, см. н. 9.2.6). Оба способа характеризуются значительной инерционностью, поскольку связаны с механическим перемещением всей антенны или ее части. Наибольния быстродействием огличается третий способ, при котором антенна остается неподвижной в пространстве, а ДН перемещается за счет изменения амилитудно-фазового распределения в раскрыве антенны электрическим лутем. Инеринопность электрического способа совершенно не зависит от размеров и массы антенны и определяется только быстродействием электрических невсй, которое на несколько порядков выше, чем в механических системах.

Электрическое сканирование осуществляется обычно на основе использования многоэлементных ситенных решеток. В простейшем случие для липейных AP с распределением токов по закону $I_n =$ $= l_{exp}(-int)$, положение максимума основного лепестка ДН относительно пормали к оси решетки определяется, по аналогии с (4.23), соотношением

 $\theta_{\pm} = \arcsin(\psi/kd) = \arcsin(\psi/2\pi d)$. (10.1)

Из (10.1) видно, что управлять положением максимума ДН электрическим путем можно, изменяя либо сдвиг фаз между токами 220

в соседних излучателях ψ (фазовый способ), либо длину волны λ (или частоту f) колебаний (частотный способ, см. § 8.2). Кроме фазового и частотного используется амплитудный способ электрического сканирования, осуществляемый изменением амплитуд (коммутации) на входах многолучевой антенной системы.

Современные антепны с электрическим сканированием, управляемые быстролействующими ЭВМ, позволяют реализовать целый ряд преимуществ по сравнению с обычными типами антени. Применительно к радиолоканионным системам эти преимущества заключаются в возможности непрерывной многофункциональной работы — поиска, захвата и сопровождения миогих целей при одновремениом обзоре пространства в широком секторе углов. В ралносвязи электрическое сканирование применяется, например, в спутинковых системах связи и позволяет осуществить многостанционный доступ к ИСЗ, т. е. использовать один бортовой ретранслятор для нескольких наземных станций, что достигается почти мгиовенным переключением максимума ДН бортовой антенны с одного направления на другое.

Антенны с электрическим сканированием, обладающие жесткой конструкцией, не требующей механических перемещений, нозволяют реализовать большие предельные значения КНД, чем обычные (например, параболические) антенны, цоскольку они менее полвержены весовым, ветровым и другим деформациям, возникающим в процессе эксплуатации. Преимуществом антени с электрическим сканированием является также электрическая стабилизация при работе с подвижных платформ, например при установке антени на палубе корабля или на борту летательного аппарата. Многоэлементная основа подобных антени позвеляет решить такие важные задачи, как сложение в одном луче мощностей мнотих передатчиков; более полное извлечение информании из сигналов, принятых отдельными элементами; повышение надежности работы антени и др.

Говоря • преимуществах антени с электрическим сканированием, нельзя не отметить и их педостатки, основными из которых яв-Ляются сложность этих устройств, высокая стоимость и большие затряты на эксилуатацию. Поэтому применению подобных антени в ралнотехнических системах и системах радиосвязи должна предшествовать тијательная работа по определению эффективности и экономической целесообразности системы в целом.

10.2. ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

10.2.1. ТРЕБОВАНИЯ К ШАГУ РЕШЕТКИ

Фазовый способ электрического сканирования реализуется в антеннах, получивших название фазированных антенных решеток (ФАР). Наиболее распространены ФАР на основе линейных и илоских решеток, теория которых изложена в гл. 4. Возможности линейных ФАР более ограничены, так как сканирование здесь может осуществляться только в одной плоскости, проходящей через ось решетки. Плоские ФАР позволяют сканировать в пространственном секторе углов относительно нормали к плоскости решетки (реально — в секторе углов, не превышающем $\pm 60^{\circ}$). Однонаправленность излучения достигается, как отмечалось, применением экранов или элементов с однонаправленным излучением. Кроме линейных и плоских используются также цилиндрические (включая кольцевые и дуговые), конические, сферические и другие типы выпуклых ФАР, позволяющие осуществить сканирование в более широком секторе углов и обладающие рядом дополнительных преимуществ [23, 24].

Принцип работы ФАР, как было показано в г.т. 4, связан с изменением фазы колебаний, подводимых к отдельным излучающим элементам (в передающем режиме) с помощью фазовращателей таким образом, чтобы обеспечить синфазное сложение полей отдельных излучателей в требуемом направлении, т. е. формирование главного максимума ДН. Нормальное функционирование ФАР предиолагает, что в решетке устранена возможность появления вторичных главных максимумов. Для линейной решетки из элементов, ДН которых близка к ненаправленной, вторичные главные максимумы, как ноказано в н. 4.3.3, будут отсутствовать, если шаг решетки

 $d < \lambda/(1 + \sin \theta_{max}), \tag{10.2}$

где θ_{max} — максимальный угол отклонения луча относительно перпендикуляра к осн решетки. Для плоской решетки с размещением элементов, близких к ненаправленным, в узлах прямоугольной или гексогональной сетки (см. рис. 4.18) вторичные главные максимумы отсутствуют, если шаг решетки удовлетворяет требованиям (4.74), (4.75), где нол $\theta_{rл}$ следует нонимать максимальный угол отклошения луча в соответствующей плоскости.

Применсние испаправленных элементов имеет смысл при сканировании в широком секторе углов. При ограниченном секторе сканпрования возможно использование направленных излучателей, что позволяет увеличить допустимое расстояние между элементами (и соответственно уменьшить их число при заданных требованиях к инприне ДН, определяющих размеры раскрыва ФАР). Действительно, если ДН одного элемента имеет секторную форму с шириной, равной сектору сканирования $2\theta_{max}$, или близкую к ней, то вторичные главные максимумы вне сектора сканирования отсутствуют в результате направленных свойств одного элемента (рис. 10.1). поскольку результирующая ДН решетки определяется произвелением множителя системы на ДН одного элемента. Однако при чрезмерном увеличении *d* вторичные главные максимумы могут попасть в сектор сканирования, при этом они не будут подав-



лены. Чтобы этого не произошло, необходимо шаг линейной решетки выбирать из условия

 $d < \lambda / (2\sin \theta_{max}). \tag{10.3}$

Для плоской ФАР с прямоугольным размещением направленных излучающих элементов требования к шагу решетки в каждой плоскости аналогичны условию (10.3). При гексогопальной сетке ограничение на шаг решетки принимает вид

 $d < \lambda / (\sqrt{3} \sin \theta_{max}). \tag{10.4}$

Из (10.3) и (10.4) видно, что применение направленных излучателей дает выигрыш в размещении элементов только при малых θ_{max} . Поскольку создание элементов с ДН, близкой к секторной, представляет сложную задачу (см. п. 5.6.3), то в качестве направленных излучателей применяют элементы, имеющие обычную ДН с шириной по уровню половинной мощности $\Delta \theta_{0.5} \approx 2\theta_{max}$ (см. рис. 10.1). При этом полное подавление вторичных главных максимумов, естественно, не обеспечивается, что приволит к дополнительному росту боковых лепестков; кроме того, снижается уровень главного лепестка.

Эффекта, возникающего при использовании паправленных излучателей, можно достичь, если объединить слабонаправленные

элементы в группы, управляемые одним фазовращателем (рис. 10.2). Каждую подрешетку можно рассматривать как направленный элемент решетки. Число излучателей в одной группе выбирается из условия, чтобы ДН подрешетки имела ширину $\Delta \theta_{0.5} \approx 2 \theta_{max}$.





седних излучателей в тракт каждого элемента (рис. 10.3), причем коэффициент отражения Г зависит от направления излучения и связан с величиной Z_{вх} соотношением

 $Z_{\rm BA}/W = (1+\Gamma)/(1-\Gamma).$ (10.8)

Появление отражений приводит к тому, что если в режиме, например, нормального излучения решетка была согласована с трактом, то в некотором направлении излучения она может быть полностью рассогласована, т. е. вся мощность будет отражаться обратно и ФАР перестанет излучать (эффект «ослепления» ФАР).

Взаимное влияние приводит также к тому, что ДН одного элемента \hat{f}_0 в составе решетки может существенно отличаться от ДН этого же элемента в свободном пространстве (может изменяться и поляризационная характеристика элемента). В ситуации, когда заданы токи в элементах решетки (см. гл. 4), ДН одного элемента соответствует режим, когда данный элемент возбужден, а на входе остальных элементов токи равны нулю. Для вибраторных излучателей это соответствует размыканию входных элементов. Подобные разомкнутые элементы (при длине плеча $l = \lambda/2$) оказывают сравнительно малое влияние, которым можно пренебречь, поэтому ДН излучателя в решетке, возбужденной заданными токами, почти не отличается от ДН в свободном пространстве.

Для реального режима возбуждения элементов ФАР (см. рис. 10.3) ДН одного элемента f_0 соответствует режим, когда данный элемент возбужден, а остальные элементы нагружены на согласованные нагрузки, равные внутренним сопротивлениям эквивалентных генераторов. Подобная ДН может существенно отличаться от ДН этого же элемента в свободном пространстве, причем степень отличия проявляется по-разному для центральных и крайних элементов решетки. Для больших решеток можно считать, что большая часть элементов работает в одинаковом режиме в смысле соседнего окружения (крайние элементы для выравшивания условий работы иногда специально окружают пассивными элементами, нагруженныма на согласованные нагрузки). В этом случае можно считать, что функция f_0 одинакова для всех элементов. Знание функции f_0 позволяет не только судить о истинной ДН решетки, но и определить зависимость от направления излучения коэффициента отражения Γ в трактах питания при возбуждении всех элементов. Рассмотрим решетку с равноамплитудным возбуждением ($v_a = 1$), не обладающую тепловыми потерями. Пусть решетка согласована в каком-либо направлении, например при $\theta_{r,n} = 0$, а шаг решетки исключает возможность возинкновения вторичных главных максимумов. Тогда отличие коэффициента усиления G от КНД (4.78) при некотором направлении излучения $\theta = \theta_{r,n}$ определяется только отражением энергии от излучателей, т. е.

$$G = 4\pi (S/\lambda^2) \cos \theta_{r,r} (1 - |\Gamma|^2).$$
(10.9)

Если в этом же направлении $\theta = \theta_{r,r}$ определить КУ одного излучателя G_1 с учетом взаимного влияния элементов, то

$$G = NG_1, \tag{10.10}$$

где N — число излучателей. Сравнивая (10.9) и (10.10), получаем $G_1 = 4\pi (S/N\lambda^2) \cos \theta_{r,1} (1 - |\Gamma|^2)$. (10.11) Поскольку $G_1 \sim \int_0^2$, то функция $\sqrt{1 - |\Gamma|^2}$ с точностью до множителя $\sqrt{\cos \theta_{r,1}}$ повторяет ДН одного элемента, окруженного излучателями, нагруженными на согласованные нагрузки. Это обстоятельство облегчает экспериментальное исследование параметров ФАР, так как вместо измерений $|\Gamma|$ при возбуждении всех элементов достаточно измерить ДН f_0 и по ней судить о величине $|\Gamma|$. В частности, пулевому провалу в функции f_0 соответствует $|\overline{\Gamma}| = 1$, т. е. полное отражение энергии от входов излучателей («ослепление» решетки). Из (10.11) можно определить также фор-

му ДП илеального излучателя, при которой решетка будет согласована для любого положения луча в пространстве. Действительно, если в пределах сектора сканирования

 $f_{a} \sim V \cos \theta_{r.v}$

то функция $(1-|\Gamma|^2)$ не будет зависеть от угла, и в решетке, согласованной, например, в направлении $\theta_{r,r} = 0$, не возникает отражений при любом положении луча.

Для реальных излучателей ДН с учетом взаимного влияния может существенно отличаться по форме от (10.12). На рис. 10.4 для примера изображена ДН волноводного излучателя в составе решетки [23], а также ДН идеального излучателя. Как видно, нулевые провалы, соответствующие «ослепленню» решетки, мо-



226

(10.12)

гут возникнуть не только при углах, соответствующих появлению вторичных главных максимумов, но и при углах, меньших θ_{BT} max. Это может быть сязано с разными причинами, в частности с возможностью возбуждения над решеткой, содержащей диэлектрическое покрытие, поверхностной волны; возбуждения в волноводных излучателях высших типов волн из-за несимметрии внешнего поля при сканировании и др.

Отражения в трактах излучателей, возникающие вследствие отличия f_0 от идеальной формы (10.12), нельзя устранить обычными методами согласования [25], поскольку коэффициент отражения Γ зависит от направления излучения. Поэтому для борьбы с отражениями используют специальные методы широкоугольного согласования, такие, как применение экранов между излучателями вибраторного типа; размещение над волноводной решеткой тонкого диэлектрического листа с большой диэлектрической проницаемостью; использование диэлектрических вставок в волноводных излучателях [23]. Для уменьшения влияния отражений на работу генераторов примеияют также устройства, поглощающие отраженную волну в трактах (вентили или циркуляторы). Заметим, что последний метод не снимает остальных проблем, связанных с эффектом взаимного влияния, в частности уменьшением КУ решетки.

10.2.4. СХЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФАР

Схема возбуждения ФАР предназначена для подведения энергии, вырабатываемой генератором, к излучателям (в передающем режиме) и подведении энергии, принимаемой отдельными элементами, к входу приемника (в приемном режиме) и реализации требуемого амплитудного распределения. Используют схемы возбуждения как фидерного типа (с помощью линий передачи энергии), так и оптического типа, при котором энергия от облучателя до отдельных элементов распространяется в свободном пространстве. Схема питания включает также фазовращатели.

В схемах фидерного типа деление мощности может осуществляться либо последовательным, либо нараллельным способом. При последовательном делении для уменьшения потерь фазовра-



щатели подключают в тракты, идущие к излучателям (рис. 10.5). При равноамплитудном возбуждении через тракт каждого излучателя проходит 1/N подводимой мощности, поэтому суммарные потери, вносимые фазовращателями, определяются потерями в одном фазовращателе. Для расширения полосы рабочих частот в общем фидере обычно используется режим бегущей волны, для чего на конце фидера помешается согласованная нагрузка, в которой поглощает-



ся 5 ... 10 % мощности. Энергия в тракты излучателей отвелится с помощью элементов связи, индивидуально согласованных с питающим трактом, например направленных ответвителей, причем коэффициенты связи выбирают из условия реализации требуемого амилитулного распределения. В последовательной схеме электрические пути от входа схемы до излучателей не равны, поэтому начальный фазовый сдвиг (без учета фазовращателей) на входах излучателей линейной ФАР, изображенной на рис. 10.5,

$$\psi_{\text{Hay}} = n\beta d$$

где $\beta = k(c/v)$, $v - \phi$ азовая скорость волны в нитающем филере; n - номер излучателя. Для поворота ДН на угол $\theta_{t,c}$ относительно пормали требуемое значение фаз определяется из соотношения (10.5). Следовательно, фазовращатели в тракте каждого излучателя должны обеспечить фазу

$$\psi_{\Phi} = \psi_{\text{rpeo}} - \psi_{\text{Hay}} = nkd \left(\sin \theta_{\text{ex}} - c/v\right). \tag{10.14}$$

При измелении частоты различие в длинах имтей, проходимых сигналами до каждого излучателя, вносит донолнительные фазовые искажения, для устранения которых в тракты иногда вволят компенсирующие отрезки (см. рис. 10.5), обеспечивающие $\psi_{n,a,q} = -0.$ Для устранения влияния рассогласовалия излучателей из форму ДН отраженные волны поглощают в согласованых нагрузках, подключеемых к саправленным ответвителям (см. рис. 10.5). В противном случае отраженные волны отразятся от элементов связи, вновь возвратятся к излучателем и вызовут дополнительнос излучение. Поскольку отраженные волны кажлый раз прохолят через фазовращатели. т. с. приобретают дополнительные фазовые сдвиги, то максимум излучения, вызвенного отраженными волшами, не совпалает с максимумом основной ДН, что приводит к искажению.

228

Рис. 10.5

(10.13)



Параллельная схема возбужления фидерного тина реализуется обычно в виде, изображенном на рис. 10.6 (схема типа «елочки»). Равенство путей сигналов от входа схемы до излучателей обеспечивает $\psi_{\text{чач}} = 0$ и отсутствие фазовых искажений при работе в полосе частот. Суммарные потери в фазовращателях, как и в предыдущей схеме, определяются фактически потерями в одном фазовращателе. В качестве делителей мощности могут быть использованы тройники, мосты, направленные ответвители, кольцевые делители на полосковых линиях и др. Подключение согласованных нагрузок к делителям, например, мостового типа позволяет устранить влияние отражений от излучателей на форму ДН. Для борьбы с отражениями применяют также инркуляторы или вентили, полключаемые ко входам излучателей.

Для плоских ФАР рассмотренные схемы фидерного типа используют для возбуждения как излучающих элементов одного ряда (этажа), так и полволки энергии к отдельным этажам.

В случае большого числа излучателей, когда филериая схема питания становится весьма сложной, используются схемы возбуждения оптического типа, которые бывают двух видов: проходного и отражательного. В проходной схеме (рис. 10.7,а) энергия от облучателя, расположенного на расстоянии l от решетки [l = (0,5 ...1.0) L. г. е L — максимальный поперечный размер ФАР], улавливается приемными элементами решетки, проходит через управ-230

ляемые фазовращатели и переизлучается элементами, расположенными на другой стороне решетки, в требуемом направлении. В схеме отражательного типа (рис. 10.7,б) функции приема и излучения выполняют одни и те же элементы. Сигнал, излучаемый облучателем и принимаемый элементом решетки, проходит через управляемый фазовращатель, отражается от короткозамыкателя и, пройдя через фазовращатель еще раз, излучается элементом решетки. Для уменьшения затенения облучателем угол у (см. рис. 10.7.6) рассчитывается таким образом, чтобы лучи в положении максимального отклонения проходили мимо облучателя. Преимуществом отражательных ФАР перед проходными является меньшее число элементов.

Амплитудное распределение в схемах онтического типа зависит от формы ДН облучателя и геометрии системы. При этом справедливы формулы расчета амплитудного распределения, применяемые в теории зеркальных антени, в том числе принципы оптимизации облучателей и увеличения КИП. В частности, амплитулное распределение можно найти по формуле

$$f(\boldsymbol{x}_n, \boldsymbol{y}_n) = \frac{l}{r_n} f_0(\boldsymbol{\theta}_n, \boldsymbol{\varphi}_n), \qquad (10.15)$$

где x_n н y_n — координаты расположения *n*-го элемента плоской решетки: r_n — расстояние от облучателя до *n*-го элемента; $f_c(\theta_n,$ q_n) — значение функции, определяющей ДН облучателя в направлении п-го элемента. Отметим, что при обычной форме ДН облучателя распределение амплитуды в раскрыве решетки спадает к краям, что приводит к уменьшению КНД.

В оптических схемах начальное фазовое распределение ψ_{mark} имеет нелинейный характер, что затрудняет реализацию схемы управления фазовращателями. Выравнивание начальных фаз возбуждения отдельных элементов может быть осуществлено с помощью специальных линий задержки или фиксированных фазовращателей (см. рис. 10.7). Общим недостатком онтических схем является «переливание» части энергии облучателя за пределы решетки, что приводит к синжению КИП и дополнительному возрастанию боковых лепестков. Для уменьшения «переливания» приходится увеличивать продольные размеры решетки, иногда для этой же цели используют специальные экраны.

При сканировании в ограничениюм секторе, например в секторе, не превышающем более чем в 10 раз ширних ДН, целесообразно использовать так называемые гибридные антенны, представляющие собой сочетание неуправляемой антенны, например зеркального типа, и небольшой ФАР специальной формы, выполняющей функцию облучателя этой системы (рис. 10.8). Направленность излучения определяется габаритами неуправляемой антенны, т. е. зеркала. Облучающая ФАР может быть построена по схеме фидерного или оптического типа, а неуправляемая антенна — по од-

нозеркальной или двухзеркальной схеме. В процессе сканирования ФАР создает поле, соответствующее полю облучателя, смещенного из фокуса зеркала. Это приводит к повороту ДН зеркала в направлении, противоположном смещению (см. п. 9.2.6). Специальная форма ФАР и зеркал позволяет снизить возникающие фазовые ошноки и тем самым расширить сектор сканирования.

10.2.5. СПОСОБЫ ФАЗИРОВАНИЯ

Как отмечалось в п. 10.2.4, для орнентации максимума ДН в требуемом направлении фазовращатели в тракте каждого излучателя должны обеспечить фазовый сдвиг

 $\psi_{\Phi} = \psi_{\text{IPeC}} - \psi_{\text{HAY}}$ (10.16)

где ф_{треб} определяется соотношением (10.5) или (10.6), а начальный фазовый сдвиг фазависит от конкретной схемы питания, причем из значения Ф можно вычесть нелое число 2л. В этом случае достаточно, чтобы фазовращатели обеспечивали фазовый сдвиг $0 \leq \psi_{\Phi} \leq 2\pi$, что упрощает конструкцию фазовращателей (однако вносит зависимость фазового сдвига от частоты колебаний).

При непрерывном способе фазирования (аналоговый способ) изменение фазы в каждом фазовращателе осуществляется плавпо, что обеспечивает точную реализацию необхолемого значения Ф. Недостатком этого способа является сложность управляющих схем, вырабатывающих плавно изменяющиеся сигналы; высокие требования к идентичности и стабильности работы фазовращателей.

При дискретном способе фазирования изменение фазы осушествляется скачком на величних Λ (дискрет фазы). Реализуется этот способ обычно с помощью операций включения или выключения (коммутации) в устройствах, управляющих работой фазовращателей, вследствие чего полобный способ получил название коммутанновного или дискретно-коммутационного. При этом уменьшается влияние нестабильности характеристики фазовращателя (зависимости фазы от управляющего напряжения) на ДН, так как фазовый сдвиг определяется не значением управляющего напряжения (тока), а его наличием или отсутствием, причем к амплитуде этого напряжения не предъявляется жестких требований. По этой причине лискретно-коммутационный способ фазиро вания получил в настоящее время более инрокое практическое применение.

Величина дискрета Д выбирается обычно равной 2л/М, причем $M = 2^{p}$, где p = 1, 2, 3, 4. В этом случае для реализации любого фазового состояния (с дискретом Д) в интервале 0≪ψ₀≤2л требуется р каскадов проходного фазовращателя (для филерных схем питания и проходных схем оптического типа), причем каждый каскад с момером m (m=1, 2, ..., p) находится в одном из двух состояний. характеризуемых вносимым фазовым сдвигом 0 или $\pi/2^{m-1}$ (рис. 10.9). Для управления каждым фазоврашателем требуется р сигналов, принимающих условные значения 0 или 1. Так, при $p=3(\Delta=\pi/4)$ сигналу 000 соответствует нулевой фазовый сдвиг, сигна-



лу 001 — фазовый сдвиг л/4, и т. д. Для отражательных схем ФАР оптического типа можно использовать фазовращатель, рассмотренный выше (если он обладает свойством взаимности, т. е. фазовый сдвиг не зависит от направления движения волны), для чего необходимо закоротить его выход и уменьшить в 2 раза фазовый сдвиг, вносимый каждым каскадом, поскольку волна после отражения проходит все каскады еще раз. Конкретный выбор управляющих сигналов осуществляется так, чтобы значение фазового сдвига, реализу емого в тракте каждого излучателя, минимально отличалось от у.в. Для этого округление фа до ближайшего дискретного значения ψ_{π} осуществляется по формуле

 $\psi_{\pi} = E[\psi_{\pm}/\Lambda + 0.5]\Delta,$ (10.17)

где E[x] — оверация выделения целой части числа x, при этом максима и част фазовая ошибка не превосходит $\Delta/2$.

Нализи ф зовых ошибок при дискретно-коммутационном способе приволи с уменьшению КНД и дополнительному росту боковых т тольов; движение луча может осуществляться только скачками причем значение скачка зависит от лискрета Д. начала отсчето ф зи (отчосительно середним решетки или относительно пробист та) и положения максимума ДН относительно пормаль с выскости решетки. Коэффициент направленного действия резолит с дискретно-коммутационным фазированием

$$D = D_{\mu} \left[\frac{\sin(\sqrt{2})^2}{2^{1/2}} \right]^2, \tag{10.18}$$

гле D -- КНД решетки с точным значением фазы. Уменьшение КНЛ связано с возникновением дополнительного наразитного излучения каждого элемента из-за ошибок в фазовом распределении, Уровень лополнительного бокового излучения особенно высок в случае, когда начальное фазовое распределение посит линейный характер (в фидерных схемах питания или в оптических схемах при наличии фазовых компенсаторов), поскольку в этом случає фазовая погрешность влоль решетки носит характер, близкий к периолическому. В результате образуются условия синфазного сложения паразитных излучений в определенных направлениях, в

которых и наблюдается рост боковых лепестков. Для уменьшения уровня боковых лепестков необходимо нарушить указанную периодичность, что можно достигнуть либо нелинейным начальным фазовым сдвигом (реализуемым в оптических схемах без фазовых компенсаторов), либо с помощью специальных фиксированных фазовращателей, включенных в тракт каждого излучателя (так называемые фазовые подставки). Величина фазовых подставок выбирается либо по какому-нибудь нелинейному закону (например, квадратичному), либо по случайному закону в интервале 0... 2л. Естественно, что при наличии фазовых подставок $\psi_{пэд}$

$$\psi_{\pi} = E \left[\frac{\psi_{\Phi} - \psi_{\pi 0 \pi}}{\Delta} + 0, 5 \right] \Delta. \tag{10.19}$$

Необходимо отметить, что фазовые подставки [как и иелинейчый начальный фазовый сдвиг, а также специальные алгоритмы фазирования, отличные от (10.17)], применяемые для уменьшения боковых лепестков, не устраняют полностью дополнительное боковое излучение, а лишь «размазывают» его в широком секторе углов. Поэтому КНД практически не отличается от значения, определяемого (10.18).

Фазовращатели современных ФАР выполняют либо на pin-диодах, либо на основе ферритов [2, 23]. Основными требованиями к фазовращателям являются: малые потери, достаточно большая пропускная мощность, точность установки фазовых сленгов, быстродействие, стабильность характеристик, надежность, малая стоимость (определяющая в значительной степени стоимость всей ФАР). Кроме того, размеры фазовращателей должны быть достаточно малыми (не превосходить допустимые расстояния между излучателями). Ферритовые фазовращатели, реализуемые на волноволных линиях передачи, выдерживают большую мощность и облалают «внутренией намятью», что устраняет необхолимость непрерывной полачи управляющих сигналов; неревол фазовращателя из одного состояния в другое осуществляется с номонью коротких имяхльсов. Достоилством фазовранателей на основе рілднолов являются малые габариты и месса, большая скорость переключений, стабильность, взаимный характер фазовых сдвигов, возможность использования печатной технологии производства. При укорочении длины волны электрические параметры фазоврашателей на основе pin-днолов ухудшаются и на волнах короче 5 см начинают уступать по потерям ферритовым фазовращателям.

Описанные типы фазовращателей, реализующие фазу в интервале 0...2л, обладают, как отмечалось, зависимостью вносимого фазового сдвига от частоты, что сужает полосу рабочих частот ФАР. Для уменьшения этой зависимости вместо фазовращателей можно использовать линии задержки с волной типа *T*, фазовая скорость которой не зависит от частоты. Для исключения частот ной зависимости сбрасывать целое число 2π с требуемого значения фазы нельзя; это приводит к существенному удлинению линий задержки.

10.2.6. АКТИВНЫЕ ФАЗИРОВАНН**ЫЕ АНТ**ЕННЫЕ РЕШЕТКИ (АФАР)

Активной антенной решеткой называют такую многоэлементную антенну, в тракт каждого излучателя которой в зависимости от назначения антенны включен активный элемент: генератор, усилитель, преобразователь или умножитель частоты. Активные элементы располагаются в непосредственной близости от излучателя или встраиваются непосредственно в излучатель. В качестве колебательной системы активного прибора возможно использование излучателя или каких-либо его элементов, в этом случае можно говорить об антенис как об интегральном устройстве.

В активном варданте могут быть спросктированы передающие или присмные ФАР, а также переизлучающие системы. Общим превмуществом как передающих, так и приемных АФАР является упрощение схемы разводки высокочастотного сигнала, что уменьшает потеры и фазовые опшоки, вносимые высокочастотным трактом. Приемные активные решетки имеют меньний уровень шума, чем обычные ФАР. Преимуществом передающих АФАР является отсутствие общего тракта, но которому передается суммарная мощность, и то, что сложение мощностей многих передатчиков осуществляется в одном пространственном луче, что снимает вопросы, связанные с возможностью электрического пробоя практа. Для обеспечения котерентности колебаний во всех передатчиках они должны быть синхреннанрованы с пемощью единого возбудителя. Энергия ог возбудителя полводится у модулям АФАР (под модулем нонимается излучатель, активный элемент и элементы управления) по схеме фидерного или оптического тивов, т. е. принципнально так же, как в обычных ФАР. В случае оптических схем целесообразно использование модулей с преобразованием частоты: в этом случае моншость, «персливающаяся» за края решетки, формируст боковые ленестки на частоте, одличной от рабочей. Управление фазой в передающих АФАР производится фазовращателями, включенными не на выходе, а на входе тенератора жли в посдварительных каскадах усиления, т. е. в местах с малым уровнем монности. При этом снижаются потери, вносныме фазовращателями. Аналогичным образом в случае приемной АФАР фазовранлатели могут быть помещены не на вхоле приемника, а на выходе высокочастотного усилителя или, что удобнее, — в транте промежуточной частоты.

Применение активных ФАР позволяет реализовать распределение амплитуд в элементах антенны изменением мощности отдельных перелатчиков (передающая АФАР) или регулиованием усиления приемника (праемная АФАР).

Конструкция молулей кроме требуемых электрических характеристик должна обеспечивать хорошую повторяемость, милимальные габариты и массу, низкую стоимость и др. Этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяют модули на основе полосковых линий [23]. Волноводные конструкции модулей используют лишь на достаточно высоких частотах; использование коаксиальных линий нежелательно из-за сложи стей производства.

10.3. МНОГОЛУЧЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Управление положением луча в пространстве кроме описанных фазового и частотного способов сканирования может осуществляться с помощью многолучезых антенных решеток, представляющих антенны с несколькими независимыми входами, каждому из которых соответствует своя парциальная ДН (луч). При возбуждении любого входа в раскрыве решетки формируется равноамплитудное распределение с линейным изменением фазы, причем фазовый сдвиг между соседними излучателями (и соответственно направление максимума ДН) зависит от номера входа. Требуемое распределение формируют специальным многополюсником, называемым диаграммообразующей схемой (ДОС) или, по аналогии с матрицами в алгебре, днаграммообразующей матрицей. Обычно ДОС выполняется из элементов с малыми потерями (мостов, направленных ответвителей, фиксированных фазовращателей), но иногда содержит и поглощающие нагрузки, что уменьшает КПД схемы. Управление ДОС осуществляется переключением входов с помощью электронного коммутатора (амплитудный способ сканирования). Это значительно проще, чем при других способах сканирования,



Рис. 10.10



Рис. 10.11

однако достигается за счет усложнения ДОС, поскольку все необходнимые амплитудно-фазовые соотношения, необходнимые для формирования требуемых лучей, «запрограммированы» в схеме возбуждения. В многолучевых антениах возможно также одновременное возбуждение нескольких видов, что соответствует одновременному существованию нескольких лучей в пространстве и существенно расширяет возможности применения подобных антени, в частности позволяет многократно использовать антениы, т. е. применять их для одновременной работь иескольких передатчиков (или приемников).

На практике применяют обычно днаграммообразующие смемы параллельного и последовательного типов. Параллельная ДОС (схема Батлера), предназначенная для формирования восьми независимых лучей, показана на рис. 10.10. Основными элементами схемы являются трехлецибельные направленные ответвители 1 (например, мостового типа) и фиксированные фазовращатели 2. Фазовые соотношения на выходе мостов показаны на рис. 10.10. Схема имеет

восемь входов, причем входы с индексом 7 соответствуют лучам, расположенным слева от нормали к решетке, а с индексом *П* — справа от нормали.

Последовательная ДОС реализуется на основе взаимно пересекающихся фидерных линий, связанных в местах пересечений с помощью направленных ответвителей (рис. 10.11). Фазовые сдвиги между соседними излучателями реализуются наклоном фидеров относительно друг друга. Линии нагружены на концах на согласованные нагрузки, что уменьшает КПД схемы. Недостатьом последовательных ДОС является также большое число направленных ответвителей, что приводит с дополнительному увеличению потерь.

Рассмотренные схемы постросния многодучевых антенных решеток могут быть использованы и в двумерных (плоских) решетках. При этом число элементов схемы питания резко возрастает.

Аналегом диаграммообразующих схем являются антенны зеркального илилинзовоге типа, в фокальной илоскости которых распележена система облучателей. Центральный облучатель совпадает с фокусом и фермируст луч, направленный вдоль оси антенны. При везбуждении естальных еблучателей формирулотся лучи, етклоненные от оси (см. § 9.2.6). Недостатком подобнеге ептического способа постросная многолучсвой антенны является «переливание» энергии за края зеркала, а также увеличение эффекта взаимной связи при сближении облучателей с велью новысить уровень пересечения соседних ДИ.

10.4. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛОВ

10.4.1. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Совершенствование параметров антенных устройств происходит в пастоящее время двумя путями: усовершенствованием самых антени и применением специальных методов обработки сигналов.

Простейшая обработка - изменением фазы колебаний в тракте каждого излучателя — используется в ФАР. Более сложные методы обработки сигналов позволяют создавать другие устройства, в том числе с большой разрешающей способностью (при сравиительно малом числе элеменнов решетки), с подавлением боковых ленестков, со сканированием ДН без использования фазовращателей и т. д. В общем случае автенны с обработкой сигналов представляют собой невзаимные устройства. Рассмотрим кратко некоторые методы обработки сигналов.

Антенны с нелинейной обработкой сигналов. Классическим примером полобных антени является автегия с незанолненным раскрывом (крест Миллеа), которая представляет собой две взаимно перисидикулярные лицейные решетки из N излучателен каждая (рис. 10.12). Обозначим ДН каждой из решеток, параллельной осям x и y, через \hat{f}_x и \hat{f}_y соответственно. На рис. 10.12 показаны главные лепестки каждой из ДН (для простоты понеречное сечение ДН изображено в виде копуса). Если сигаалы, принимаемые обенми решетками, складывать синфазно, то результирующая 238



ДН будет представлять сумму указанных ДН, т. е. $f_x + f_y$. Если же перемножить сигналы, то получим сигнал, пропорциональный $f_x f_y$. Перемножение сигналов может быть осуществлено сначала их сложением и возведением этой суммы в квадрат, что соответствует ДН по мощности $P_- \sim (f_x + f_y)^2$. Затем сигналы вычитаются и вычисляется соответствующая ДН по мощности $P_- \sim (f_x - f_y)^2$. Разность этих двух ДН пропорциональна $f_x f_y$, носкольку

 $P_{-} - P_{-} \sim (f_{x} + f_{y})^{2} - (f_{y} - f_{y})^{2} = 4f_{y}f_{y}.$ (10.20)

Вспомним, что такое же выражение было получено для ДН илоской решетки, размеры которой равны линейным размерам решеток, образующих крест Миллса [см. (4.71)]. Таким образом, разрешающая способность этих двух систем одинакова, однако в случае креста Миллса число элементов в N/2 раз меньше, чем у плоского раскрыва. Разумеется, КНД креста Миллса гораздо меньше, так как значение КНД примерно пропорционально числу элементов.

Антенны с логической обработкой сигналов. Обработка сигналов осуществляется с помощью логических устройств типа «да — иет», «больше — меньше» и др. Применение этих операций позволяет, например, подавить боковые лепестки. Схема подобной антенны изображена на рис. 10.13. Сигналы, принятые направленной и ненаправленной антеннами, подаются на схему сравнения и далее через диод на нагрузку. Ток через диод протекает, если напряжение на выходе направленной антенны U_{напр} превышает напряжение на выходе ненаправленной антенны U_{напр}. Зависимость результирующего сигнала от угла θ показана рис. 10.13. Подоб-



ная обработка подавляет сигналы, принимаемые вне области главного лепестка, однако выигрыша в КНД, естественно, не получается.

Самофазирующиеся антенны. Рассмотрим сначала антенны для приемного режима. Синфазное сложение сызналов, принятых отдельными элементами, осуществляется независимо от направления прихода облучающей волны за счет независимой фазировки слиналов в тракте каждого элемента. Сигнал с выхода *п*-го элемента с фазой w.l+ ψ_n проходит через унравляемый фазовращатель, часть сигнала полается на вход фаюзово детектора (фаза У л зависит от направления прихода волны и расперяжения элемента). И: этот же летектор подаєтся сигнал впорново телера с фазой ($\omega, t = \psi$). Фазовый детектор выра-**GATHBRICE DARROUTING** CHICAR C $\phi \in OH\left[(\omega_r - \omega_c)t - \psi_n - \frac{1}{2}\psi\right]$. ECAH $\omega_t = \omega_c$, TO ϕa зовращатель, управляемых разполным сигналом, отрабатывает фазу ($-\psi_n + \psi$). В результате на сумматор от 1%, ного эдемента после фазъвращателя попадают сниналы, имеющие одинановую ф. у. равиую ф., т. е. сисналы складываются синфазно исзавлению от прихода в сина и сипа решетка (плоской, сферической, колформной и т. п.). Для об симения равенства частот от и ос иногда опорную частоту вводят от оследниото этехница, н. е. выравичвают фазы всех синалов относительно фазы сигнала, президого опорным элементом. Поскольку синфазность имеет мссто только для ставых сигналов, а шумы не коррелированы, то в самофазирующихся вителнах на выходе сумматора отношение сигнал-шум в $\gamma \overline{N}$ раз больше, чом на входе таждого элемента (где $N \rightarrow$ общее число эле ментов). Прилини незавноемой фланровен каждого элемента по опорному сиг налу позволяет реализовать отромные значения КНД, недостиженые для обычных больших антени из-за разлачяых случайных факторов, а также из-за атмосфорных неоднородностой, векажающих волновой фронт приходящей волны.

Самофазпрующиеся антенны могут быть сконструировсям и для передающего режима, однако в этом случае исобходим зондирующий сигнал извие, указывающий необходимое направление излучения.

Присмно-передающие самофазирующиеся решетки (или переизлучающие решетки) переизлучают принятый сигнал в обратном направлении. Простейшей



пассивной переизлучающей решеткой является решетка Ван-Атта, представляющая систему излучателей, связанных между собой попарно огрезками фидерных лиший одинаковой длины. Схома лицейной решетки Ван-Атта приведена на рис. 10.14. Основным требованием к переизлучающим решеткам являстся получение для ограженного сигнала комплексно-сопряженного (по сравы зию с фазами принятых сигналов) фазового распределения (принии сопряженности фаз.). Рассмотрим фазовые соотношения в решетки Ван-Атта. Как видно из рис. 10.14, фаза сигналов, принятых элементом решетки, заназдывает по ликенности фаз.). Рассмотрим фазовые соотношения в решетки, заназдывает по ликенности фаз.). Состания имеера элемента. Эти сигналы проходят по соединительным трактам равной длины 1 и излучаются, причем фазы излучаемых сигналов теперь запаздывают в направлении к началу решетки. Учитывая равенство расстояний 1/1-1-1-66'= 2'2+1+55'=33'-1:44', видно, что фроит переклаученного сигнала совпалает с фроитом радающей волны. Это обеспечиваля созпадение направления максимума Д11 переотраженного сигнала с ваправления макима.

Активные решетки Ван-Атта могут быть построены с исисльнованием взаимных усилителей или односторонних усилителей в каждом тракте (рис. 10.15). В переполучающих решетках можно также осуществлять молулянию переотраженного сигнала, амплятудную — с помещые управляемых фазэвращателей,





Ø

94

đ



включенных в соединительные тракты, фазовую или частотную — в схемах с преобразованием частоты.

С помощью решеток Ван-Атта могут быть построены линии связи между двумя наземными пунктами через спутник связи (рис. 10.16), на борту которого размещаются переизлучающая решетка и отдельно вынесенная антенна с широкой ДН. Спутник облучается немодулированным пилот-сигналом с приемного пункта А. Кроме того, на спутник направлена антенна передающей станции В, излучающая сигнал, иссущий полезную информацию. Этот сигнал прини-

÷

1

ŧ

1

мается вынесенной антенной и поступает в схему, осуществляющую модуляцию сигнала, переотраженного решеткой Ван-Атта в направлении пункта А. При этом можно реализовать высокую иаправленность переизлучающей решетки, так как здесь отсутствуют обычные ограничения, связашные с необходимостью стабилизации спутника с высокой степенью точности.

Антенны с искусственным раскрывом. Подобные антенны (называемые также антеннами с синтезированным раскрывом) нанболее перспективны для двпжущихся объектов (самолеты, спутники и т. п.), на которых не представляется возможным размещение антени больших размеров. Специальния обработка сигналов заключается в издучении бортовой антенной последовательности импульсов в определенных точках трасктории полета, приеме отраженных сигналов, их фиксации в заноминающем устройстве и последующем сложении. При подобной последовательной обработке ниформации, принятой реальной бортовой антенной сравнительно чебольших размеров, получается такой же эффект, как при одновременной обработке сигналов, принятых больной антенной с линейными размерами порядка сотен и более метров [26]. Отметим также, что при большой скорости неременнения объекта точки съема информании располагаются на большом расстоянии друг от друга. Это приводит к появлению вторичных главных максимумов. Для их устранения может быть использовано вся видистаниное расположение указанных точек (см. § 4.10). Размеры искусственного раскрыва ограничены ввилу сложностей когерентного накопления сигналов в течение длительного времени.

10.4.2. АДАПТИВНЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ (ААР)

Используются в основном в приемном режиме и осуществляют автоматическое подавление помех, создаваемых сигналами и, в частности, шумовыми помехами, приходящими с неизвестных заранее направлений. Подавление помех осуществляется за счет формирования нулей ДН в направлении их прихода.

Основой ААР является антенная решетка. Сигналы, принятые каждым эле-

ментом, умножаются на соответствующие весовые коэффициенты (формпрусмые усилителями) и затем складываются. Весовые коэффициенты вырабатываются схемой в зависимости от выбранного критерия оптимальности. В качестве подобных критериев используются: минимум среднеквадратической ошибки прииятого сигнала по сравнению с опорным сигиалом (система обработки должна иметь копию полезного сигнала, подобная ситуация характерна для систем связи); максимум отношения сигнал-шум, где под шумом понимаются внутрениие шумы и внешние помехи (должно быть известно направление прихода полезного сигнала, подобная сигуация характерна для РЛС). Существуют и другие критерии, например адаптация по обобщенному отношению сигнал-шум.

Весовые коэффициенты представляют в общем случае комилексные числа. Для их реализации используются обычно разделение сигнала, принятого каждым элементом, на две составляющие и введение для одной из них фазовой задержки на 90° (т. е. разделение сигнала на синфазиую и квадратурную составляюцине). Затем каждая составляющая умножается на свой весовой коэффициент (действительное число), который может быть как положительным, так и отрицательным. Отрицательный весовой коэффициент реализуется изменением фазыколебаний на 180°, например подключением отрезка фидера длиной λ_z 2.

Рассмотрим ААР, осуществляющую адаптацию по критерию среднсквадрапической оннийки. Общая схема антенны показана на рис. 10.17 [31]. Сигнал от каждого элемента разделяется на синфазиую и квадратурную составляющие и проходит через усилители с регулируемым коэффициентом усиления W_i . Затем все сигналы суммируются, образуя выходной сигнал S(t). Далее S(t) сравнивается с опорным сигналом R(t) и разностный сигнал (или сигнал опшоки) подается на вход адаптивного процессора, регулирующего всеовые коэффициенты W_i . Любой принятый сигнал, не представленный в составе R(t), воспринимастся как сигнал ошибки, и система обратной связи регулирует весовые коэффициенты так, чтобы устранить его из выходного сигнала. В результате по направлению прихода этого сигнала устанавливается нуль ДН. При этом выходной сигнал S(t) приближается, насколько это возможно по среднсквадратическому критерию, к онорному сигналу R(t). Следовательно, с помощью R(t) можно различать нолезиме и мешающие сигналы. Разумеется, что опорный сигнал R(t)никогда не может быть точно равен полезному сигналу (в противном случае



ни антенна, ни сама система связи были бы не нужны!). Однако доказано, что для достижения хороших результатов достаточно, чтобы R(t) был коррелирован с полезным сигналом и не коррелирован с помехой. Так, при амплитудномодулированном полезном сигнале достаточно, чтобы R(t) соответствовал несущей частоте полезного сигнала.

В общем случае качество адаптации тем лучше, чем больше имеется априорных сведений о входных сигналах. Поэтому следует использовать любые раз-ЛИЧИЯ МЕЖДУ ПОЛЕЗНЫМ СИГНАЛОМ И ВОЗМОЖНЫМИ ПОМЕХАМИ: ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ХАрактеристикам, по направлению прихода, по амплитуде, по виду модуляции, по поляризации. Подобные характеристики либо бывают известными заранее, либо (чаще) находятся путем оценки параметров интересующего сигнала в процессе работы [31].

Глава 11. АНТЕННЫ ДЛЯ РАДИОРЕЛЕЙНЫХ ЛИНИЙ, КОСМИЧЕСКОЙ РАДИОСВЯЗИ И ТЕЛЕВИДЕНИЯ

11.1. ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ АНТЕННЫ

Телевизионное вещание производится на волнах метрового и дециметрового диапазонов.

Антенны передающих телецентров должны удовлетворять ряду требований. Для увеличения зоны уверенного присма эти антенны следует располагать на специальных башнях высотой в сотни метров. При этом увеличиваются механические нагрузки, создаваемые ветром, а также вероятность попадания в антенну грозовых разрядов. В связи с этим телевизионные антенны должны иметь повышенную механическую и электрическую прочность. Для увеличения электрической прочности и улучшения грозозащищенности в антенных конструкциях обычно применяют металлические ИЗОЛЯТОРЫ.

Как правило, телецентр находится в центре обслуживаемой территории, поэтому антенна не должна обладать направленными свойствами в горизонтальной плоскости. В тех случаях, когда телецентр располагается ближе к краю обслуживаемой области, передающая антенна должиа обладать направленными свойствами в горизоштальной плоскости. Однако и в этом случае ее ДН должна быть довольно широкой. Для сужения ДН в вертикальной плоскости впораторы антенны располагают в несколько этажей.

Для снижения уровня помех при приеме желательно, чтобы излучаемые антеннами электромагнитные волны имели горизонтальную поляризацию. В связи с этим, как правило, для передачи и приема телевизионных сигналов применяют горизонтальные антенны. Однако в связи с быстрым ростом числа телецентров разрабатываются антенны с вертикальной поляризацией поля, применение которых позволяет уменьшить взаимные помехи телецентров, работающих в одном из соседних каналов. С этой же целью разрабатывают антенны, обладающие направленными свойствами в горизонтальной плоскости.

Телевизионные антенны должны пропускать без искажений полосу частот примерно 10 МГц. При этом КБВ в питающей линии (в качестве фидеров обычно применяют коаксиальные линии) во всей полосе пропускания антенны должен быть не менее 90%.

Желательно, чтобы напряженность поля во всех точках территории, обслуживаемой телецентром (от телецентра до границы прямой видимости), была приблизительно одинаковой. Распределение излучаемой мощности по обслуживаемой территории зависит от направления максимального излучения антенны и формы ее ДН в вертикальной плоскости. Очевидно поэтому, направление максимального излучения должно составлять некоторый угол Δ_{max} с линией горизопта (рис. 11.1) и ДН должна быть достаточно узкой (сравнительно большой КУ), чтобы исключить излучение в свободное пространство. Регулировать направление максимального излучения можно созданием соответствующих сдвигов фаз между токами в различных этажах антенны.

Напряженность поля электромагнитной волны (без учета потерь в земле) убывает пропорционально расстоянию, поэтому для равномерного облучения всей территории, обслуживаемой телецентром, исобходимо, чтобы антенна в вертикальной плоскости имела ДН, обеспечивающую возрастание напряженности поля прямо пропорционально расстоянию. Это будет при ДН косекансного вида $F(\Delta) = \operatorname{cosec} \Delta$ (см. рис. 1.7). Реальные ДН обычных телевизнонных антени (см. рис. 11.1) резко отличаются от идеальной ДН: напряженность поля убывает с ростом расстояния; близкая к антенне территория облучается электромагнитным полем, сосредоточенным в боковых лепестках, и в направлении глу-



Рис. 11.1

ì.

÷.

боких минимумов получаются зоны плохого приема; при большом уровне боковых лепестков возрастает неравномерность облучения ближней к телецентру территории. Для более равномерного облучения обслуживаемой территории выгодно применять антенны с узкими главными лепестками ДН и без глубоких минимумов между лепестками. Диаграмма направленности без глубоких минимумов может быть получена, если в одном или двух средних этажах антенны создать дополнительный ток, сдвинутый по фазе относительно основного тока в вибраторах на 90°. Понизить уровень боковых лепестков можно, если питать вибраторы крайних этажей токами с меньшей амилитудой. Сужение ДН антенны в вертикальной илоскости и, как следствие, улучшение равномерности облучения территории, а также увеличение напряженности поля на большом расстоянии от антенны достигаются увеличением вертикального размера антенны — расстоянием между крайними этажами антенны.

Чтобы в исобходимой полосе частот телевизнонные антенны обдалали почти чисто активным сопротивлением примерно постоянного значения и хорошо согласовывались с фидерными линиями, применяют вибраторы с пониженным волновым сопротивлением специальной формы; для уменьшения ветровой нагрузки и увеличения механической прочности вибратор может выполняться не силонным, а состоять из огледыных горизонтальных стержней.

Существуют различные конструкции передающих телевизнопных литени. В отечественной технике используют в основном турникетные, панельные и антенны с радиальными штыревыми вибраторами.

Многоэтажные турникетные антенны, базирующиеся на применении илоскостных Ж-образных вибраторов (рис. 11.2), используют в метровом диалазоне воли. Каждый этаж этой антенны выполняется из двух таких взанущо периендикулярных вибраторов высотой около $(0,6...0,7)\lambda_0$ (λ_0 — средняя длина волны), витаемых со слангом флз 90, что обеспечивает почти круговую ДН в горизонтальной илоскости (см. § 1.3). Обычно перавномерность ДН в торизонтальной илосхости не превышает = 3 дБ. Вибратор присоединяется накоротко к мачте как в точках В, В, так и в точках A, A. Питание к вибратору подволится в середние (точки C, C) с помощью коакснальной линии и симметрирующего устройства, помещаемого внутри малны. Благодаря специальной форме вибратора увеличивается жесткость конструкний и уменьшаются токи, имсющие вертикальное направление и текущие по вертикальлым частям внешаел обрамляющей рамы. Антенны, выполненные из таких вибраторов, имеют полосу проимскания примерно 15... ... 20 средней частоты и позволяют одновременно осуществлять СВЯЗЬ ПО ИССКОЛЬКИМ ТЕЛЕВИЗНОННЫМ КАНАЛАМ.

Существенным недостатком турникетных антени является ограниченность практически достижимого коэффициента усиления

(КУ составляет 3...10). Это объясняется тем, что вибраторы крепятся к мачтам малого днаметра $(0,1...0,15\lambda_0)$ и достаточная механическая прочность может быть обеспечена при общей высоте антенны не более 12...15 м, т. е. число этажей антенны не может быть большим.

Зпачительно большие КУ (до 20...50) можно получить у так называемых панельных антенн. Основным элементом такой антенны является блок (панель), представляющий собой синфазную антениу, состоящую из двух или четырех симметричных вибраторов (полуволновых или волновых), расположенных соответственно в два или четыре этажа (рис. 11.3). Расстояние между соседними этажами берется равным $\lambda_0/2$. Вибраторы крепятся к решетчатому (апериодическому) рефлектору в узлах зарядов металлическими изоляторами. Коаксиальный кабель, идущий от генератора, присоединяется к двухпроводным линням, нитающим вибраторы с помощью симметрирующего устройства (см. § 7.3). Такая антенна обладает однонаправленными свойствами в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Малые изменения входного сопротивления достигаются применением вибраторов с пониженным волновым сопротивлением и подбором волновых сопротивлений участков двухпроводного фидера и коаксиальной линии.

Для получения близкой к круговой ДН в горизонтальной плоскости нанели устанавливают по периметру сечения антенной опоры (призмы) на ее гранях (рис. 11.4). Призма, как правило, имеет квадратное сечение, по ес периметру размещаются четыре панели. Пигание панелей осуществляется как синфазное (в этом случае токи в вибраторах текут либо по часовой сгрелке, либо против нее), так и переменно-фазовое (турникетное) со сдвигом фаз 90°. Днаграмму направленности в вертикальной плоскости можно изменять в широких пределах, располагая нанели олна над другой и меняя их число. Число этажей панельной антенны можно легко увеличивать, так как эта антенна может крепиться на оноре с большим поперечным сечением (со стороной квадрата примерно



1,5λ₀). По этой же причине на одной опоре можно располагать несколько многоэтажных панельных антенн, обслуживающих различные диапазоны. Ширина полосы частот, в которой выполняются требования, предъявляемые к телевизионной антенне, составляет в случае панельной аптенны 40...70%. Панельные блоки позволяют получить вертикальную поляризацию поля путем вертикального расположения вибраторов.

В СССР Д. М. Трускановым разработан вариант телевизионной антенны с радиальными штыревыми вибраторами, установленными непосредственно на опоре (рис. 11.5). При размещении на круглой опоре днаметром 0,7 λ_0 восьми штыревых вибраторов (в плоскости поперечного сечения), питаемых по схеме вращающегося поля (ток в каждом следующем вибраторе сдвинут относительно предыдущего по фазе на 90°), в горизонтальной плоскости получаются достаточно равномерное излучение и достаточно хорошее согласование. Для наклона ДН вниз применяется расфазировка вибраторов по вертикали.

Приемная телевизнонная антенна, как и передающая, доджна быть хорошо согласована с линией питания в требуемой полосе частот. Так как телевизнонные сигналы приходят с определенного направления, то приемная антенна должна обладать направленными свойствами в горизонтальной илоскости. При этом максимум ДН должен быть ориентирован на передающий телецентр. Выбор тина приемной антенны зависит от расстояния между пунктами приема и передающим центром и мощности последнего. На близких расстояниях от телецентра могут применяться компатные антенны в выде симметричных вибраторов. По мере удаления от телецентра приемные антенны усложияются и увеличивается их высота. Нанболее инроко применяют директорные антенны с числом элементов от 3 до 7 (см. § 8.4). На больших расстояниях от телецентра многоэлементные директорные антенны устанавливают на мачтах высотой 25...35 м. Эти антенны выполняют из трубок лнаметром 15...25 мм и жестко крепят к поддерживающим опорам.

Хорошее качество телевизновного приема в больших городах можно обеспечить системой коллективного приема телевидения. Эта система состоит из антенны, усплителей, распределительной сети и абоневтемых устройсив (рис. 11.6). Сигналы, принятые антенной, усвлие сотех и передаются в распределительную сеть из одной или нескольких магистральных линий, к которым через абонеитские ответвительные коробын подключены абонентские отводы. Вся абонентская сеть из коаксиального кабеля, прокладывается скрытым способом.

Наиболее онасным видом искажений в распределительных сетях, имеющих большую электрическую длину, являются повторные изображения, вызываемые отражениями от различных элементов системы. Для хорошего качества изображения абонентские



•тводы должны быть связаны с магистральной линней через направленные ответвители, предотвранцающие проникновение в отвод волны, двигающейся по магистральной линии к антение (обратная волна). При наличии направленных ответвителей допустимый КБВ в магистральной линии уменьшается до 0.6, т. е. требования к согласованию антенны с магнстральной линнейн различных элементов этой линии значительно понижаются. Направленный ответвитель представляет собой провод длиной около $\lambda_0/4$, параллельный проводу магистральной линии (рис. 11.7, a), один конец которого соединен с нагрузочным сопротивлением, равным волновому, а второй — с абонентом. Действие его можно объяснить так. Вследствие индуктивной связи между магистральной линией и ответвителем (рис. 11.7,б) в последнем возникает ток / направленный навстречу току І в магистрали. Из-за емкостной связи между ответвителем и магистральной линией в ответвителе возникают емкостные токи I_{c}' и I_{c}'' , текущие в противоположные стороны, равные по величине току 1. Если волна движется от антенны по магистральной линии, то токи Is" и In взанмио компенсируются и ток из ответвителя, не попадая в сопротивление R_н, направляется к абоненту. Если в магистральной линии имеется обратная волна (рис. 11.7, а — штрихованная линия), то взаимно компенсируются токи І и И с, вследствие чего ток не попадает к абоненту, а течет по нагрузочному сопротивлению, где и поглощается. Направленные ответвители могут выполняться на плоских платах методом печатного монтажа.

Рассмотренная схема в идеальном случае полностью защищает абонентский отвод от обратных волн в магистрали, исключая потерю мощности полезного сигпала, и обеспечивает согласование на всех частотах как в абонентском отводе, так и в магистрали.

Основными параметрами, характеризующими работу антенны в системе коллективного приема телевидения, являются: КУ; КБВ в фидере; ширина главного лепестка ДН в горизонтальной плоскости и уровень боковых и задних лепестков.

Коэффициент усиления определяет напряжение, создаваемое антенной на входе антенного усилителя, а также отношение напряжения, создаваемого полезным сигналом, к напряжению, создаваемому случайными помехами, приходящими с произвольных направлений. Коэффициент усиления антенны должен быть достаточно постоянным в рабочей полосе частот передатчика изображения. На основании опыта и возможностей выполнения антени можно считать допустимой перавномерность КУ, равную 1 дБ.

Уровень боковых лепестков и задних лепестков ДН определяет степень защиты от отраженных сигналов, создаваемых объектами, находящимися сбоку и сзади антенны. Для обычных условий приема УБЛ должен быть не более минус 12... 16 дБ и для сложных условий (сильные затенения, большие отражающие объекты) — минус 20... 25 дБ.

Ширина главного лепестка ДН в горизонтальной плоскости определяет область, из которой могут быть приняты мешающие отраженные сигналы. Уменьшение ширины главного лепестка в горизонтальной плоскости существенно улучшает защиту от отраженных сигналов при условии достаточно малого уровня боковых лепестков.

Из опыта разработки и применения приемных антени следует, что для систем коллективного приема наиболее целесообразно применять различные варианты лиректорной антенны (см. § 8.4). Для повышения защиты от отраженных сигналов нелесообразно использовать параллельное включение коллективных антени, установленных на небольшом расстоянии друг от друга.

11.2. АНТЕННЫ РАДИОРЕЛЕЙНЫХ ЛИНИЙ

11.2.1. АНТЕННЫ РРЛ ПРЯМОЙ ВИДИМОСТИ

Выбор типа антенны для *PP*.7 в основном определяется рабочим диапазоном частот, емкостью линии (числом телефонных или телевизионных каналов), а также планом распределения частот [27]. Наиболее распространены *PP*.7 прямой видимости, работающие в диапазонах дециметровых и сантиметровых волн. В дециметровом диапазоне волн (390... 470 МГц) в основном применяют спиральные антенны. При этом для увеличения КУ используют антенны, состоящие из двух или четырех нараллельно включенных спиральных излучателей.

На РРЛ прямой видимости используют передатчики небольшой мощности (от долей ватта до 10...20 Вт). Расстояние между соседними промежуточными пунктами обычно составляет 40... ... 70 км; высота антенцых опор может доходить до 100 м, а иногда и более. При этом необходимо, чтобы для устойчивой связи КУ антенны составлял 30 ... 48 дБ. Площадь раскрыва таких антеин составляет 2 ... 15 м². Ширина ДН $\Lambda \theta_{0.5}$ находится в пределах от 5 (при G=30 дБ) до 0,7° (при G=48 дБ)*.

На магистральных РР.Т большой емкости применяется, как правило, двухчастотный план распределения частот. При этом на промежуточной станции передача в оба направления (прямое и обратнос) ведется на одной частоте f_4 , а прием с обонх направлеини — на частоте f_2 . Таким образом, антенна находится в поле действия двух сигналов, имеющих одинаковые иссущие частоты f_2 , по приходящие с противоположных направлений. Для отсутствия номех между прямым и обратным каналами коэффициент защитного действия антенны $\xi_{3,3,m} = E_{np}/E_{oop}$ должен составлять не менее 65 ... 70 дБ.

Уровень боковых лепестков антенны, характеризующий ее помехозащищенность, должен быть по возможности мал, что синжает различного рода помехи при приеме и уменьнает помехи другим системам связи при передаче.

Для увеличения перехолного затухания между трактами приема и передачи (отношение монности, излучаемой передающей антеписй к мощности, просачивающейся в ирнемный гракт этой или рядом расположенной антенны) излучаемое и ирнинмаемое антенной поля должны иметь взаимно перпендикулярные поляризации. Однако, вследствие того, что излучаемое нараболической антенной поле кроме составляющей с основной поляризации, возмоет также составляющие перпендикулярной ей поляризации, возможен переход мощности из канала передачи в канал приема. Во избежание связанных с этим искажений коэффициент поперечной (кросс) поляризации поля антенны должен составлять —25... ... —30 дБ.

Отраженные волны в тракте питания приводят к нелинейности фазовой характеристики последнего, что вызывает искажения изображения при передаче телевидения, и появлению шумов в телефонных каналах при передаче многоканальной телефонии при частотной модулячии. Допустимое значение коэффиниента отражения, вызываемого рассогласованием линии с антенной, для многоканальных систем не должно превышать 2...3%, во всей рабочей полосе частот. Для этих систем полоса частот, удовлетворяющая

^{*} Большие числа относятся к антеннам сантиметровых волн.

данному требованию, составляет 10 ... 15% от несущей частоты высокочастотного сигнала.

Конструкция антенны — жесткая, чтобы при порывах ветра упругая деформация антенны не превышала допустимую величину. Атмосферные осадки не должны попадать в тракт питания антенны, так как это приводит к увеличению затухания в тракте и к рассогласованию. Необходимо иметь возможность поворота антенны в небольших пределах для точной установки направления максимального излучения на корреспондента (юстировка).

Нанболее просты в производстве однозеркальные параболические антенны, однако получить в их раскрыве нужное распределение затруднительно. Это, а также переливание поля облучателя через зеркало и затенение раскрыва облучателем не позволяет получить достаточно низкий УБЛ и высокий коэффициент защитного действия. Кроме того, недостатком этих антени является плохое естественное согласование облучателя с филером, определяемое перехватом облучателем части отраженных от зеркала лучей. Несколько лучшие результаты по уровню бокового излучения можно получить при использовании двухзеркальных антени, как обычных, так и с модифицированными поверхностями. Для уменьшения бокового излучения и увеличения коэффициента защитного лействия применяют различного рода защитные экраны (см. § 14.2), а также [9]). Для обычных антени с КУ, равным примерно 40 дБ, коэффициент защитного действия составляет от -45... ... — 50 дБ, что недопустимо при использовании антенны на РРЛ. работающей по двухчастотному плану. У высококачественных антени, спабженных защитными экранами, коэффициент защитного действия может составлять минус 55 ... 70 дБ.

На рис. 11.8 изображена двухзеркальная антенна с колыевым фокусом (АДЭ - алтенна двухзеркальная с эллипсоидальным малым зеркалол). Большое зеркало образовано вращением части параболы 1 вокруг фокальной оси z, смещенной относительно оси симметрии антенны z' на d/2. Геометрическое место фокусов F представляет собой синфазное фокальное кольцо лиаметром d. Поверхность веномодательного зеркала является результатом врашения части элинся 2 вокруг оси z, один фокус элипса совпадает с фазовым центром облучателя (обычно — рупор с изломом) 3, а второй — совмещен с фокусом параболы (точка F). На оси симметрии малое зеркало имеет излом типа конического острия. В приближении гсометрической оптики такая схема обеспечивает синфазность возбуждения раскрыва антенны.

Данная антенна по сравнению с обычными двухзеркальными обладает рядом преимуществ. Во-первых, наличие конического острия на малом зеркале значительно устраняет реакцию этого зеркала на облучатель и резко улучшает естественное согласование антенны. Во-вторых, это позволяет существенно сократить расстояние между облучателем и малым зеркалом и тем самым



уменьшить утечку энергии за это зеркало и упростить его крепление. В-третьих, вследствие того, что лучи, идущие из фазового центра облучателя (которым соответствует наибольшая плотность энергии), нереизлучаются малым зеркалом на периферню параболоида, а лучи, отраженные от точек, находящихся вблизи краев вспомогательного зеркала (им соответствует меньшая плотность энергии), попадают на участки поверхности параболонда, близкие к его вершине, обеспечивается большая равномерность амилитудного распределения поля в раскрыве антенны (более высокий КИП). В-четвертых, высокое естественное согласование в широком диапазоне воли и наличие широкодиапазонного облучателя обеспечивает возможность совмещения в антение различных дианазонов. Для получения высокого защитного действия антенны АДЭ выполняются короткофокусными ($2\gamma_0 \approx 210^{\circ}$) и снабжаются специальными экранами.

В последнее время значительно повысился интерес к антеннам с вынесенным облучателем (ABO) (см. п. 9.2.2, рис. 9.12). Это объясняется возросшими требованиями к помехозащищенности, которые во многих случаях не могут быть выполнены при использовании осесимметричных антенн. Большинство вновь разрабатываемых ABO выполнены по двух- или трехзеркальной схеме. Однако при использовании оптимальных облучателей и однозеркальные ABO могут иметь высокие электрические параметры. Стоимость и весовые характеристики таких антенн примерно такие же, как у осесимметричных [28]. Однозеркальная ABO (рис. 11.9) состоит из отражающего зеркала 1, представляющего собой вырез-

ку из параболоида вращения цилиндром, ось которого смещена на некоторое расстояние относительно фокальной оси исходного параболоида. Антенна снабжена экраном 3, увеличивающим ее коэффициент защитного действия. Облучателем антенны 2 служит расфазированный рупор с изломом образующей поворотом оси и косым срезом раскрыва (рис. 11.10). Такой рупор [9] обеспечивает ДН, необходимую для облучения антенны АВО, — осесимметричную в одной плоскости и неосесимметричную в перпендикулярной плоскости. Оси малого (1) и основного (2) рупоров развернуты на некоторый угол у. Так как при этом углы аз и аз оказываются различными, вершина главного лепестка в плоскости ВВ' ДН рупора становится неосесимметричной. В перпендикулярной плоскости углы α_1' и α_2'' равны и ДН симметрична. Срезав раскрыв основного рупора, не перпендикулярного его оси, можно устранить различную расфазировку поля в точках *B*, *B*', лежащих на границах раскрыва.

Характерным недостатком осенесимметричных антени является повышенный уровень кроссполяризационного излучения. Этот недостаток может быть уменьшен применением специальных так называемых согласованных облучателей [9].

Среди существующих антенн наименьшим боковым излучением (наилучшей помехозащищенностью) обладают рупорно-параболические антенны (РПА). Однако из-за больших габаритов (вертикальный размер) и массы их применяют только на наиболее важных магистральных линиях связи.

Рупорно-параболическая антенна состоит из нитаемого волноводом пирамидального или конического рупора и непосредственно присосдиненного к нему зеркала, являющегося частью параболонда вращения (рис. 11.11,*a*). Фокус параболонда совпадает с фазовым центром рупора, находящимся у вершины последнего. Электромагнитные волны, исходя из рупора, отражаются от параболи-



ческого зеркала (рис. 11.11,б). Фронт отраженной от зеркала волны близок к плоскому, и поверхность раскрыва зеркала (поверхность АВ) является синфазной. В такой системе электромагнитная энергия облучателя не может пройти мимо зеркала, что резко уменьшает задние лепестки ДН. Облучатель (рупор) не затеняет поверхность зеркала, что также приводит к уменьшению боковых лепестков. Так как отраженная от зеркала энергия не попадает в рупор, то отсутствует ? реакция зеркала на облучатель. Согласование рупора с волноводом в случае достаточно длинных





рупоров с большим излучающим отверстием, присоединяемых к волноводу с помощью плавных переходов, не нарушается в весьма широком диапазоне частот (двухкратном). В этом диапазоне может быть получен КБВ, примерно равный 0,98, поэтому одна РПА может быть использована для совместной работы в двух или нескольких радиорелейных системах передачи.

Коэффициент защитного действия антенны равен примерно —70 дБ, КИП — около 0,6, коэффициент поперечной поляризации поля антенны в главном направлении составляет от —36 до —42 дБ. Обычно углы раствора рупора в плоскостях *Е* и *Н* выбираются в пределах 30...50°, а илощадь раскрыва несимметричного параболоида составляет 5... 15 м².

Антенна может быть использована одновременно для приема и передачи полей с взаимно перпендикулярной поляризацией, а также при соответствующем возбуждении для излучения и приема поля с круговой поляризацией. Подробный анализ РПА имеется в [9, 12].

На РРЛ применяются также *перископические антенные системы* (рис. 11.12), существенное преимущество которых — отсутствие длинного фидера (до 100 м). В перископической антенной системс энергия передается с помощью беспроводной линии передачи, состоящей из нижнего зеркала (излучателя), установленного у основания мачты, и верхнего зеркала (переизлучателя). Излучатели могут быть симметричные параболические или песимметричные, выполненные по схеме ABO, параболические или эллипсоидальные зеркала. В случае перископической антенны, выполненной по так называемой трехэлементной схеме (см. рис. 11.12), облучатель нижнего зеркала (например, рупор с изломом) устанавливается пепосредственно в техническом здании. В качестве переизлучателя обычно применяется плоское зеркало. Излучатель и переизлучатель так ориентируются относительно друг друга, что волны, излученные нижним зеркалом, «перехватываются» верхним и переизлучаются в направлении на соседний промежуточный раднорелейный пункт.

Фокусирующее действие нижнего зеркала выражается в том, что поток энергии, распространяющийся от нижнего зеркала к верхнему, несколько суживается, что приводит к увеличению КПД передачи энергии (отношение мощности, принятой переизлучателем, к монности, излученной нижним зеркалом) от нижнего зеркала к верхнему. Часть энергии все же переливается через края верхнего зеркала.

Выгоднее применять плоский переизлучатель не с прямоугольным, а с эллиптическим контуром обреза, имеющим круглую поверхность раскрыва, так как при этом увеличивается КПД беспроводной линии передачи и уменьшается УБЛ ДН верхнего зеркала.

Коэффициент усиления перископической антенны

 $G = v_a 4 \pi^2 R_{\mu}^2 \eta / \lambda^2$

где va — апертурный КИП нижнего зеркала; R_н — радиус раскрыва этого зеркала; η — КПД беспроводной линии перелачи.

Современные перископические антенны благодаря принятию ряда мер (специальная форма верхнего зеркала, использование облучателей нижнего зеркала, обеспечивающих апертурное распределение поля с крутыми скатами и др.) обладают защитным лействием, позволяющим использовать их на магистральных РР.Л. Коэффициент усиления таких антенн составляет 40 ... 45 дБ (в диапазоне 4 ... 6 ГГц).

11.2.2. АНТЕННЫ ТРОПОСФЕРНЫХ РРЛ

Возможность устойчивой связи на УКВ на расстояниях, значительно пречышающих расстояние прямой видимости (до 600 км и более), объясняется рассеянием этих воли на неоднородностях тропосферы (см. п. 5.4.1 в [10]). Для тропосферной связи может использоваться диапазон 100 ... 10000 МГц. На отечественной тропосферной РРЛ применяются частоты от 790 до 960 МГц.

Схема тропосферной РРЛ изображена на рис. 11.13. Объем гропосферы *CC'DD'*, ограниченной областью пересечения телесных углов главных лепестков ДН передающей (*A*) и приемной (*B*) антенн, называется рассецеающим. Часть электромагнитной энергии, переизлученной неоднородностями, заключенными в этом объеме, может быть принята приемной антенной, ДН которой ограничена прямыми *BC* и *BD*. Принятая антенной энергия может быть усилена передающей антенной, находящейся в точке



В, и направлена ею так, чтобы после рассеивания в тропосфере быть принятой ангенной следующего пункта, и т. д. Направление максимального излучения антенны берется почти горизонтальным.

В связи с тем, что приемная антенна улавливает только небольшую часть энергии, переизлучениой рассеивающим объемом, для устойчивой связи необходимо, чтобы как передающая, так и приемная антенна обладали большими КУ (примерно 42 ... 50 дБ). Для этого излучающие поверхности антенн должны достигать сотеи квадратных метров. Следует иметь в виду, что КУ антенны тропосферной линии растет не прямо пропорционально поверхности ее раскрыва, а медлениее (явление «потери усиления»), что можно объяснить уменьшением рассенвающего объема тропосферы при сужении ДН. При этом чем больше расчетный КУ антенны, тем значительнее уменьшение ее реального КУ.

На тропосферных РР.Л. работающих в диапазонах лециметровых и сантиметровых воли, в основном применяют параболические антенны, выполненные по схеме ABO. На этих линиях нет необходимости в полъеме антенны на большую высоту. Обычно нижний край антенны поднимается на 10 ... 20 м над землей. Для увеличения помехозащищенности антени применяют различного рода экраны (см. § 14.2).

11.2.3. ПАССИВНЫЕ РЕТРАНСЛЯТОРЫ ДЛЯ РРЛ

В горной или холмистой местности для обеспечения прямой радиовидимости между ретрансляционными пунктами РРЛ их приходится размещать на господствующих высотах, как правило, труднодоступных, что ириводит к значительному удорожанию строительства и усложнению эксплуатации этих пунктов. В таких условиях выгодно использовать пассивные ретрансляторы, не имеющие приемно-передающей аппаратуры и не требующие обслуживающего персонала.

Известны три вида пассивных ретрансляторов: отражающие, преломляющие

í.

и типа препятствия. Наиболсе простым и дешевым является пассивный ретракслятор типа препятствия, предложенный в 1953 г. Г. З. Айзенбергом и А. М. Моделем. Он представляет собой металлическую поверхность, непроницаемую для электромагнитных воли, расположенную в плоскости Q церпендикулярио направлению распространения волны от пункта A к пункту B, между которыми отсутствует прямая видимость (рис. 11.14). Пассивный ретранелятор Π находится в зоне прямой видимости пунктов A и B. При отсутствии непроницаемого для электромагнитных воли препятствия передающая антениа пункта A не создает поля в пункте B.

Появление напряженности поля в пункте *B* при установке на пути распространения волны препятствия *П* объясияется следующим образом. При отеутствии ретранслятора в плоскости *Q* создается поле, распределенное по определенному закопу. Напряженность поля в пункте *B* определяется интерференцией полей от всех элементов этой возбужденной поверхности. Распределение возоуждающего поля на плоскости *Q* таково, что при отеутетвии прямой валимости между пунктами *A* и *B* напряженость суммарного поля в пулкте *B* равна пулю Другими словами, ДН возбужденной истоскости *Q* такова, что излучение з направлении пункта *B* отсутствует. Установка в плоскости *Q* пепропинаемого для электромагнитных воли препятствия приводит к тому, что на части плоскости *Q*, закрытой металлической поверхностью *II*, напряженность поля обращлется в нуль. Таким образом, изменяется амплитудно-фазовое распределение возоуждающего поля, что должно привести к измененно ДН возбужденной влоскости *Q* и появлению излучения в направлении пункта *B*.

Форма препятствия выбирается так, чтобы обеспечить минимальную расфа-Зировку поля в точке приема от различных участков металлической поверхности. Для этого препятствие выполняется в виде части кольца (рис. 11.15 — вид. в вертикальной плоскости Q), верхняя и нижняя кромки которого совнадают с границами зоны Френеля [10]. Это обеспечивает синфазность поля в горизонтальной плоскости в точке приема от сектора Дф при любом ф. В вертикальной плоскости расфазировка поля дуг различного раднуса г определяется разностью хода соответствующих лучей от пункта А к пункту В. По этим причинам условой размер препятствия по координате о и соответствующий линейный размер 2а могут иметь достаточно большое значение и ограничиваются в основном только конструктивными соображениями. Пассивные ретрансляторы типа препятствия в отличие от ретрансляторов отражающего и предомляющего типов не требуют жесткой фиксации в пространстве и точности выполнения поверхности, так как ее роль заключается только в создании на фронте падающей волны участка с нулевой напряженностью поля («темное пятно»). Отсутствие требований к жесткости конструкции позволяет выполнять полотно в виде проволочной сетки и подвешивать его на легких опорах.

Антенны пассивных ретрансляторов любого вида должны обладать значительно большими КУ, чем антенны обычных ретрансляционных пунктов, что объясняется необходимостью требуемого усиления приходящего сигнала исключительно самой антенной, так как усилительная аппаратура на пассивном пункте отсутствует. Поэтому площадь пассивных ретрансляторов должна быть большей (до 500 м²) и в 50 ... 60 раз превышать площадь раскрыва антенны актив-



ного пункта. Коэффициент усиления пассивных ретрансляторов типа препятствия достигает значения 60 ... 70 дБ.

Простота конструкции ретранслятора типа препятствия и выигрыш в площади по сравнению с пассивными ретрансляторами других типов определяют его высокую экономичность.

Применение отражающих ретрансляторов целесообразно только в тех случаях, когда отсутствует удобная строительная плошадка в створе активных пунктов. Диаграмма направленности пассивного ретранслятора весьма узкая, ширина ее измеряется минутами. В связи с этим центр пассивного ретранслятора должен устанавливаться на линии, соединяющей активные пункты (в створе этих пунктов) с высокой точностью. Отклонение центра ретранслятора от створа должно быть не более 5 ... 10 м. Можно применять многоэтажные пассивные ретрансляторы, располагая полотна в зонах Френеля через одну. При этом поля от разных этажей в пункте приема складываются синфазио. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости сужается. Следует иметь в виду, что в связи с неоднородностью тропосферы траектория луча криволинейна, раднус ее кривизны меняется во времени и определяется вертикальным граднентом диэлектрической проницаемости воздуха. При сужении ДН напряженность поля в пункте присма становится критичной к изменению этого градиента, т. е. к изменению условий рефракции.

Определенные ограничения на число этажей накладывает также необходимость переизлучения всей полосы спектра частот РРЛ. При изменении длины волны изменяется ширина зоны Френеля, и поэтому при достаточно большой ширине полосы частот многоэтажный ретранслятор может возбужлаться несинфазно. По данным [12], число этажей при передаче широкой полосы частот не может превышать 4...6.

Пассивные ретрансляторы типа препятствия могут применяться не только для обхода естественных препятствий рельефа, но и в других целях. В частности, с помощью пассивных ретрансляторов можно увеличить в несколько раз расстояние между активными пунктами обычной РРЛ. При этом получается эко-

17*



номия капитальных вложений на 25 ... 40 % в уменьшается количество действующей на линин аппаратуры. Использование пассивных ретрансляторов позволяет при обычной длине РРЛ (примерно 50 км) существенно сократить высоту опор и длину волноводных трактов.

Пассивный ретранслятор типа препятствия может быть использован на обычных РРЛ с прямой видимостью для увеличения КУ антенны. При этом рост КУ антенны РРЛ не сопровождается увеличением ее поверхности, требующей высокой точности обработки.

Принции действия такого ретранслятора состоит в следующем. Разобъем плоскость Q, перпендикулярную линии, соединяющей пункт передачи A с пунктом приема B (рис 11.16), на концентрические зоны Френеля $S_1, S_2, S_5, ...$ Поля, излученные в пункт приема B соседними зонами, имеют разные знаки и взаимно ослабляют друг друга. Если устранить излучение одной (например, второй) четной зоны или нескольких четных зон с помощью пассивного ретранслятора, выполненного в виле одного или нескольких колец (рис. 11.17), то напряженость поля в кункте приема может быть значительно увеличена. Такой ретранслятор называется онтенным опректором.

Если ретранслятор затеняет N зон с четными номерами, выигрыни в КУ антенны составляет $(2N+1)^2$. Если кольцевой директор выполнить из фазосдвигающей радиопрозрачной среды, то в общем случае выигрыни в КУ составляет $(4N+1)^2$.

Использование антенных директоров на РРЛ нелесообразно лишь в случае низких онорных антени РРЛ пунктов. Это объясняется тем, что директор должен устанавливаться на расстоянии, равном нескольким сотиям метров от основной антенны, на отдельной опоре, примерно такой же высоты, как и опора этой антенны.

Особенно целесо-бразно применять антенные директоры на РРЛ, работающих в диапазонах 8 и 11 ГГц, где благодаря небольшему расстоянию между активными пунктами (25 ... 35 км) высота антенных опор обычно невелика.

При стрентельстве РРЛ в герней или сильно пересеченной местнести возможно испельзовать пассивные ретрансляторы отражающего (зеркального) типа [27]. Обычне они выполняются из одного или двух плоских зеркал (рис. 11.18, a, б). Если угол $\beta'>45...$ 60° (рис. 11.18, a), наиболее целесобразна схема однозеркального пассивного ретранслятера. Если $35^{\circ} < \beta < 60^{\circ}$, целесобразно использовать двухзеркальный ретранслятор, зеркала которого составляют



гак называемую Δ -конфигурацию (рис. 11.18,6), при которой зеркало P_2 и пункт приема B расположены по разные стороны прямой AP_1 . Линейные размеры используемых на РРЛ зеркальных ретрансляторов достигают нескольких сотен длен воли (поверхность отражателя измеряется десятками и сотиями квадратных метров). Зеркала столь больших размеров, выполненные с достаточной точностью ($\pm \lambda/10 \dots \pm \lambda/20$), дороги.

11.3. АНТЕННЫ ДЛЯ СПУТНИКОВОЙ И КОСМИЧЕСКОЙ РАДИОСВЯЗИ [29]

В настоящее время спутниковые системы связи стали одним из основных видов дальней связи. Связь между земными пунктами, находящимися на расстояниях от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч километров друг от друга, осуществляется на сантиметровых волнах при помощи ИСЗ, применяемых в качестве активных или пассивных ретрансляторов. На сантиметровых и дециметровых волнах произволится также связь с космическими кораблями, удаленными от Земли на сотни миллионов километров.

Для увеличения пропускной способности спутниковых систем связи кроме ранее использовавшегося частотного диапазона 4/6 ГГц в настоящее время осваиваются новые диапазоны 11/14. 12/18 и 20/30 ГГц.

Допустимый уровень излучения в сторону Земли бортовых антенн ИСЗ ограничен из-за недопустимости излучения в этом направлении мощных сигналов, которые могут создать помехи другим раднотехническим системам. Сигналы, приходящие от космических кораблей или отраженные от планет ири радиоастрономических исследованиях, также весьма слабы из-за очень большой удаленности этих источников. Чтобы обеспечить необходимое отношение сигнал-шум на входе приемника, антенны земных станций должны иметь высокий КУ (так, антенны, работающие в диапазоне 20/30 ГГн, имеют КУ до 70 дБ), чему соответствует малая шарина ДН (угловые минуты) и большиеразмеры.

Из-за малой ширниы ДН при изменении положения ИСЗ или межпланетного корабля необходимо обеспечить весьма высокую точность наведения луча антенны на эти объекты и испрерывное сопровождение их. Для этого антенны снабжаются поворотными усгройствами и системами управления ими.

Антенны земных сганций спутниковой сеязи (ЗССС) и космической радносвязи являются сложными устройствами, имеющими большие габаритные размеры и массу. Они работают в условнях воздействия переменных ветровых нагрузок, дожля, гололеда, солнечного нагрева и т. д. В этих трудных условиях должны быть обеспечены высокая механическая прочность антенной системы и сохранение с высокой точностью заданной формы

260

26 N

поверхности зеркала. С этой целью зеркало антенны снабжается мощным ферменным каркасом, опирающимся на несущую платформу антенно-поворотного устройства (рис. 11.19).

В качестве антенн ЗССС и космической связи используются в основном двухзеркальные модифицированные параболические антенны. Обычно применяют антенны с круговой поляризацией поля. Антенны для ЗССС с малой пропускной способностью и станций телевизнонного вещания, обслуживающих небольшой населенный пункт (системы «Москва»; КУ=35 дБ), обычно бывают однозеркальные. С этой же целью применяют несколько многоэлементных директорных антенн, работающих в параллель (система «Экран» — КУ примерно 21 ... 28 дБ). Размеры (лиаметр раскрыва) антенн спутниковой связи колеблются в пределах от 1 ... 2 м (антенны стащий с малой пропускной способностью и станций телевизионного вещания) до примерно 32 м. Днаметры раскрывов антенн для космической радносвязи и радноастрономин доходят до 100 м. Масса таких антенн может составлять более 2000 т. Папример, отечественный радиотелескоп РТ-70 имеет днаметр 70 м и массу 1400 т.

Одной из важнейших характеристик наземных антенн является величина отношения КУ антенн (G) к суммарной шумовой температуре (T_{Σ}) на входе приемного устройства. Современные антенны для двухсторонней многоканальной связи ($2R_0 \approx 30$ м)

имеют G/T_{Σ} до 42 дБ; антенны земпых станций для односторонней связи через ИСЗ (например, антенна системы «Орбита») при $2R_0=12$ м имеют G/T_{Σ} до 32 дБ. Очевидно, что для увеличения отношения G/T_{Σ} (коэфрициент шумовой добротности приемпого устройства) следует увеличивать ҚУ антенны и умень-

Рис. 11.19



шать суммарную шумовую температуру $T_{\Sigma} = T_y + T_{\tau p} + T_a$. Здесь T_y — шумовая температура малошумящего усилителя МШУ, к которому присоединена антенна (обычно $T_y \approx 40 \dots 60$ K); $T_{\tau p}$ — шумовая температура СВЧ тракта, соединяющего антенну с МШУ; T_a — эквивалентная шумовая антенная температура (см. § 6.4). Все три составляющие соизмеримы, и для увеличения отношения G/T_{Σ} при заданном значении G (а значит, и размере антенны) следует уменьшать составляющие $T_{\tau p}$ и T_a . Уменьшение T_{rp} достигают, помещая МШУ возможно ближе к облучателю, т. е. сокращая длину тракта питания антенны, либо заменяя волноводный тракт лучеводом — системой перископических зеркал между облучателем и малым зеркалом, что существенно снижает потери в тракте питания.

Антенная температура Т_а растет при уменьшении угла места А (угол межлу направлением максимального излучения и горизонтальной плоскостью) из-за увеличения поглощения радноволн в прилегающих к Земле слоях атмосферы и приема шумов теплового излучения Земли. Для уменьшения влияния шумов Земли необходимо обеспечить низкий УБЛ антенны. Это позволяет при $\Delta = 5$... 7° в диапазоне 4/6 ГГц достаточно сильно подавлять шумы Земли, поскольку их прием происходит через дальние боковые лепестки, имеющие низкий уровень. При дальнейшем уменьшении Δ уровень шумов Земли недопустимо возрастает, так как их прием происходит через боковые лепестки, близкие к максимуму. Кроме того, при уменьшении угла Δ путь от антенны до ИСЗ (или до космического объекта), проходящий в плотных слоях атмосферы, удлиняется, что ведет к увеличению шумов, порождаемых потерями в атмосфере. В высокочастотных диапазонах 11/14 и 20/30 ГГц ввиду существенного возрастания потерь в атмосфере минимальный рабочий угол места Δ увеличивается до 10°.

Имеются факторы, препятствующие увеличению КУ антенны путем увеличения ее размеров. Это, во-первых, влияние случайных ошибок в выполнении поверхности зеркала, вызывающих расширение главного ленестка ДН и увеличение УБЛ, что приводит к снижению КУ, увеличению T_a и ухудшению помехозащищенности. Для уменьшения этих вредных эффектов у антенн диапазонов 11/14 и 20/30 ГГц существенно повышена точность выполнения поверхности (среднеквадратическое откленение формы поверхности зеркала от заданной δ составляет десятые или даже сотые доли мм, чго соответствует относительному допуску $10^{-4} \dots 10^{-5}$). Очевидно, что повысить точность выполнения зеркала тем труднее, чем больше его размеры. Так. у антенны PT-70 $\overline{\delta} = 1$ мм.

Вторым фактором, ограничивающим возможность увеличения размеров, является осуществимая точность наведения луча на

ИСЗ, которая должна составлять примерно $0,1\Delta\theta_{0.5}$. Например, у антенны, работающей на частоте 30 ГГц, имеющей $2R_0=12$ м и ширину ДН $\Delta\theta_{0.5}=1,5'$, точность наведения должна составлять $\pm 0.15'$, что представляет сложную техническую проблему. При недостаточной точности наведения связь осуществляется через круто спадающие участки ДН, что приводит к значительным потерям усиления. Поэтому максимальный диаметр раскрыва зеркала $2R_0$ следует выбирать из компромисса между техникоэкономическими факторами, определяющими реализуемую точность наведения. и соответствующими этой точности потерями усиления.

Для увеличения объема передаваемой информации разработаны системы спутниковой связи, в которых обеспечивается близкое к двухкратному использование рабочих частот благодаря развязке по поляризации.

В связи с непрерывным ростом числа ИСЗ на геостационарной орбите и уменьшением углового разноса между ними для соседних земных станций появляется опасность взаимных помех. Поэтому ужесточаются требования к уровням побочных излучений антеин. Резкое уменьшение УБЛ обеспечивается несимметричными зеркальными антеинами с вынесенным облучателем (ABO). Однако при использовании таких антеин возникают трудности с получением уровней кроссполяризации, требуемых в системах с поляризационной развязкой. Уровень кроссполяризационного излучения может быть существенно синжен посредством облучения по схеме Грегори.

Особенно целесообразно использовать исосесимметричные антенны небольших размеров с малым КУ в системах непосредственного приема телевидения с ИСЗ. В таких системах очень трудно получить инзкий уровень ближних боковых лепестков при использовании осесниметричных антени, так как в малых антеннах облучатель обычно затеняет значительную часть зеркала. *Малые антенны типа ABO* (диаметром 1 ... 2 м) целесообразно выполнять по однозеркальной схеме [30], простой в конструктивном отношении и имсющей высокие электрические параметры.

Присослинение облучателя к приемно-передающей аппаратуре, установленной в аппаратной, находящейся на земле, осуществляется с помощью сравнительно длинного волноволного тракта, за счет потерь в котором увеличивается шумовая температура и ухудшается качество приема слабых сигналов. Этот недостаток можно уменьниять, применив беспроводную линию перелачи или лучегод. В этом случае вся аппаратура и облучатель размещаются на земле в техническом помещении. Антенное устройство (рис. 11.20) состоит из большого параболического и малого (гиперболонд) зеркал (фокусы зеркал совпадают) и системы вспомогательных зеркал, создающих беспроводную линию передачи (пучок илоских волн) между облучателем (рупором) и малым зеркалом. Заметим, что рупор находится на довольно большом расстоянии от малого зеркала (десятки метров) не в фокусе последнего.

Упрощенно используя представления геометрической оптики, принцип действия лучевода можно пояснить следующим образом. Сферическая волна, излучаемая коническим рупором 1, падает на плоское вспомогательное зеркало 2, составляющее vroл 45° с осью симметрии системы, и преобразуется им в сферическую же волну, но с фазовым центром в точке F_1 (зеркальное изображение фазового центра рупора 0). Эта волна облучает несимметричное вспомогательное зеркало 3 («вырезка» из параболонда вращения), фокус которого совмещен с точкой F₁, и ось симметрии параллельна оси симметрии рупора, совмещенной с осью симметрии системы. Поэтому палающая на зеркало 3 сферическая волна трансформируется в плоскую, распространяющуюся параллельно оси симметрни параболонда. Эта плоская волна после отражения от аналогичного зеркала 4 трансформируется в сходящуюся в точке F₂ сферическую волну, которая плоским зеркалом 5, паклоненным на 45°, направляется на малое зеркало двухзеркальной антенны (гиперболонд), при этом точка F2 перемещается в точку P2 (второй фокус гиперболонда). После отражения от малого зеркала (первый фокус которого совпадает с фокусом большого зеркала) сферическая волна падает на большое зеркало, трансформируется им в плоскую и направляется на корреспондента.

Тип приемно-передающей антениы, установленной на ИСЗ или межпланетном корабле (бортовая антениа), выбирают с учетом требований, связанных с построением и энергетическим потенциалом линии связи, диапазоном рабочих частот и полосой пропускания, условиями работы в космосе, стабилизацией ИСЗ и т. п.

На нервых ИСЗ использовались слабонаправленные малогабаритные антенны. На ИСЗ, выведенных на стационариую орбиту (примерио 36 тыс. км), с когорой угловой размер Земли составляет примерио 20°, применялись антенны с шириной ДН $\Delta \theta_{0.5}$ =20 ... 25° и КУ примерио 6 ... 17 дБ (например, АР из 16 элементов, небольшие параболические антенны и др.).

На ИСЗ, паходящихся на орбите средней высоты (5 ... 10 тыс. км) примеиялись почти ненаправленные (изотропные) антенны с круговой поляризацией ноля (турникетные, спиральные, щелевые).

Недостаток усиления бортовых антенн компенсировался использованием больших наземных антени с высоким КУ. С увеличением общих размеров ИСЗ появилась возможность применять более направленные антенны, КУ которых достигает 30 ... 35 дБ и более. К таким антеннам относят параболические (однозеркальные и двухзеркальные) РПА и антенные решетки. Одним из основных направлений в конструировании бортовых антенн является создание склаоных антени, раскрывающихся после вывода космического аппарата на орбиту.

Антенные системы современных ИСЗ должны решать следующие задачи: формированием ДН специальной формы обеспечивать эффективное облучение только заданной области земной поверхности; допускать повторное (многократное) использование рабочих частот за счет пространственного разноса диаграмм направленности и поляризационного разделения; ослаблять излучение вне зоны обслуживания с тем, чтобы уровни поля на основной и кроссполяризации соответствовали нормам МККР¹.

Эти задачи могут решаться применением многолучевых антени (см. § 10.3), к которым в последнее время проявляется значительный интерес. Используя диапазон частот 20/30 ГГц и обладающие большим усилением многолучевые антенны, можно значительно снижать мощность бортовых передатчиков ИСЗ и наземных станций и уменьшать диаметры раскрывов антенн этих станций.

Путем сложения, на определенных уровнях, формируемых многолучевой антенной узких парциальных ДН можно получить широкую, имеющую сравнительно плоскую вершину и крутые скаты ДН, обеспечивающую равномерное облучение заданной территории.

В качестве бортовых многолучевых антени применяются зеркальные, линзовые и ФАР. Основным преимуществом зеркальных многолучевых антени является их сравнительно невысокая стоимость, простота облучающей системы, небольшая масса, простота конструкции. Коэффициент успления таких антени изменяется от 27 ... 30 дБ в диапазоне 4/6 ГГц (при днаметре раскрыва 1 ... 2,5 м) до 45 дБ в диапазоне 30 ГГц. Антенны имеют высокую развязку по поляризации (не менее 35 дБ).

В многолучевых системах можно использовать обычные плоские ФАР, состоящие из сотен идентичных слабонаправленных излучателей, формирующих десятки узких лучей. Эти антенны создают ДН с высоким усплением и низким УБЛ обычной регулировкой фазы в раскрыве. При спадающем амплитудном распределении и при тицательной регулировке фазы (допустимое отклонение 5') можно получить УБЛ ниже —35 дБ. Разработаны ФАР, которые по команде могут изменять границы зоны видимости (форму ДН) и значения КУ. В качестве элементов ФАР могут применяться также активные излучатели. Активные многолучевые антенны имеют ряд преимуществ по сравнению с обычными.

Основными направлениями в области развития антенн систем спутниковой связи являются: использование многолучевых бортовых антени и увеличение их размеров (в дальнейшем предполагается больние многолучевые антенны создавать на крупногабаритных орбитальных конструкциях); увеличение КУ (примерно до 55 дБ); синжение УБЛ и уровия кроссполяризации поля; использование адаптивных антени (см. п. 10.4.2); уменьшение размеров и стоимости антени наземных станций; примение электронного сканирования (см. § 10.1).

11.4. ПИТАНИЕ АНТЕНН ДЛЯ РАДИОРЕЛЕЙНОЙ, СПУТНИКОВОЙ И КОСМИЧЕСКОЙ РАДИОСВЯЗИ

Для передачи электромагнитной энергии от передатчика к антенне или от антенны к приемнику используют коаксиальные и волноводные линии. Коаксиальные линии применяют в дециметровом диапазоне воли. В сантиметровом диапазоне используют волноводные линии. В некоторых случаях, однако (например, для питания антенны тропосферных линий связи), применение таких линий, даже в дециметровом диапазоне воли, предпочтительнее.

К волноводным трактам питания предъявляются следующие основные требования: должно быть обеспечено хорошее согласование тракта с антенной, передатчиком или приемником и отдельных элементов тракта друг с другом и с трактом в целом. Допустимая величина коэффициента отражения от антенны и элементов волноводного тракта для многоканальных систем составляет 2... 3%. Коэффициент отражения от мест сочленений (стыков) элементов тракта не должен превышать 0.1%. Коэффициент полезного действия антенно-волноводного тракта должен быть достаточно высоким. Потери в стенках волноводов приводят к ослаблению передаваемых и принимаемых сигналов, вследствие чего возрастает влияние собственных флуктуационных шумов приемной анцаратуры. В тракте с малым затуханием увеличение потерь на 1 дБ эквивалентно увеличению шумовой температуры тракта Т_{инф} на 70 К. Поэтому стремятся сократить длину волноволов (или применяют лучеводы) и выполнять элементы тракта с учетом получения минимальных потерь. В результате этого потери в высокочастотном тракте антенна — приемник снижаются. Должна быть обеспечена электрогерметичность фланцевых соединений для предотвращения просачивания энергии из щелей, отверстий и т. д. Просачивание электромагнитной энергии приводит к взаимному влиянию трактов, к искажению ДН антенны. При большой мощности передатчиков (аптенны для космической радиосвязи, антенны для тропосферных линий связи) даже небольшой выход энергии может создать недопустимо высокую напряженность поля вблизи тракта.

Тракт питания должен обладать необходимой электрической прочностью. Если одна антенна работает на передачу с одной поляризацией поля, а на прием — с другой, то для питания антенны часто используют два прямоугольных волновода. Размеры поперечного сечения прямоугольного волновода выбирают из условия существования волны H_{10} ($\lambda_{\rm Kp}=2a$, где a — больший поперечный размер волновода) и отсутствия волн высших типов.

На РРЛ высокочастотных диапазонов 4, 6, 8 и 11 ГГц, а также в трактах питания наземных антени спутниковой связи используют волноводные линии, выполненные из отрезков круглых и эллиптических волноводов. Достоинством фидерного тракта с круглыми волноводами является возможность одновременной передачи и приема энергии на волнах с ортогональной поляризацией поля по одному фидеру, для чего применяют основной тип волны $H_{\rm H}$ (рис. 11.21,*a*). Затухание энергии в круглых волноводах значительно меньше, чем в прямоугольных. Волноводный тракт выполняется из медных или биметаллических труб (стальная труба с внутренней медной оболочкой) длиной 45...50 м. Коэффициент ослабления а

¹ Международный Консультативный Комитет по Радио.



не должен превышать 2 дБ/100 м, для чего диаметр поперечного сечения волновода не должен быть меньше 70 мм. Однако при этом на частотах, превышающих 2 ГГц, в волноводе наряду с основным типом волны H_{11} ($\lambda_{\kappa p}$ =3,41*a*, где *a* — раднус волновода) возможно распространение волны следующего по порядку типа E_{01} ($\lambda_{\kappa p}$ =2,4*a*, рис. 11.21,6) и более высоких типов волн. Такой волновод работает в многоводновом режиме.

Применение многоволновых волноводов увеличивает требования к однородности волноводов, так как в местах нарушения однородности происходит преобразование основного типа волны в волны высших типов и обратное преобразование воли высших типов в основной тип волны, что приводит к искажению передаваемых по волноводу сигналов. Биметаллические волноволы обладаот большей однородностью и меньшим коэффиниентом отражения от стыков волноводных секний, чем медные. Поэтому медные волноводы не следует иснользовать в лиапазонах, превышающих 4 ГГц.

В круглых волноводах существует возможность перехода энергии из канала передачи в канал приема и обратно, работающих на волнах с взаимно ортогональными поляризациями. Уменьшение поляризационной развязки между каналами приема и перелачи является следствием небольшой эллиптичности поперечного сечения волновода. При возбуждении волновода волной с линейной поляризацией и при несовпадении плоскости поляризации этой волны с плоскостью осей эллипса поперечного сечения на выходе волновода линейная поляризация преобразуется в эллиптическую, что вызывает появление паразитной кроссполяризационной волны, некоторое уменьшение уровня сигнала основной волны и поворот плоскости поляризации. Поэтому должны быть приняты меры для устранения или уменьшения кроссполяризационной волны.

Гибкие гофрированные эллиптические волноводы используют в качестве вставок для соединения вертикальных частей фидерных трактов из круглых или прямоугольных волноводов с высокочастотной аппаратурой, а также в качестве самостоятельных фидеров. Геометрические размеры поперечного сечения эллиптических волноводов выбираются так, чтобы обеспечить существование в волноволе только электромагнитиой волны основного типа cH_{11} (рис. 11.21,в). При оптимальных размерах поперечного сечения коэффициенты ослабления для этих волноводов весьма близки к соответствующим им значениям для стандартных волноводов с прямоугольным сечением. Применение эллиптических волноводов позволяет создавать длинные фидерные тракты без промежуточных секций. Эллиптическая форма поперечного сечения позволяет сохранить ноложение плоскости поляризации поля в волноводе по отношению к сечению независимо от трассировки волновода. Эти волноводы выпускаются в виде отрезков длиной 100 м и более, намотанных на кабельные барабаны.

Фидерный тракт, основанный на применении волноводов круглого сечения (рис. 11.22) [27], состоит из антенны 1, нерехода с плавно меняющимся сечением от квадратного рупора к круглому сечению волновода 2, герметизирующего волновода 3, секции со штуцером 4, фильтра поглощения воли высших типов 5, волновода круглого сечения 6, возбуждаемого на волне H₁₁, корректора эллиптичности 7, поляризационного селектора 8, нагрузки 9, гофрированного гибкого эллиптического волновода 10, служащего для соединения приемно-передающей аппаратуры СВЧ с вертикальной частью тракта, герметизирующей вставки 11.

Волноволные нлавные переходы 2 используют для соединения между собой волноводов с различными размерами поперечного сечения, а также для соединения прямоугольных волноводов с круглыми. В зависимости от характера изменения образующей плавные переходы подразделяются на: квазиэкспоненциальные, полиномиальные, линейные. Эти переходы должны обеспечивать хорошее согласование соединяемых волноводов, для чего их длина должна быть большой. Так, для соединения отрезка прямоугольного волновода, илущего от РПА, с круглым волноводом, длина перехода составляет 50 см. При такой длине перехода обеспечивается также низкий уровень возбуждения паразитных волн высших типов.

Сохранение высоких электрических параметров волноводных трактов требует защиты внутреннего волноводного объема от попадания атмосферных осадков. Эта задача обеспечивается герме-



тизацией стыков всех волноводных элементов и применением герметизирующих волноводных вставок 3, устанавливаемых в месте соединения волновода с аппаратурой и в верхней части тракта, если антенна не является герметичной. Герметизирующая секция, устанавливаемая вблизи аптенны, должна иметь сливные отверстия для удаления влаги из антенны.

Для создания в круглом волноводе циркулянии осущенного воздуха служит отрезок круглого волновода со нітуцером 4 для присоединения воздухопровода и с отверстиями для подачи в волновод осушенного воздуха.

Поглотитель воли высших типов 5 предназначен для уменьшения в круглом многоволновом волноводе уровня паразитных волн высших типов E_{01} и E_{11} , возбуждающихся на несимметричных неодноролностях (сдвиг осей волноводов, изгиб волновода и др.), переходных секциях между волноводами разных днаметров, в герметизирующих вставках и др. Поглощение волны E_{01} (рис. 11.23), имеющей интенсивную продольную составляющую электрического поля, достигается установкой в волноводе параллельно его оси стержия 1 из материала с низкой проволимостью.

Обычно поглотитель представляет собой пенопластовый вклалыш 2 в форме челнока, вдоль продольной осн которого имеется отверстие, в котором установлен стеклянный стержень. Поверхностный слой стержия содержит окислы некоторых металлов, обладающие свойствами полупроводника. Аналогично подавляется волна E_{11} , имеющая две области с максимальной напряженностью продольной составляющей электрического поля.

Как отмечалось, вследствие некоторой эллиптичности поперечного сечения волновода линейно поляризованная волна на выходе волновода преобразуется в эллиптическую, что приволит к уменьшению поляризационной развязки между каналами приема и передачи. Причиной возникновения волны с поперечной поляризацией (кроссполяризация) является разность фазовых скоростей ортогональных составляющих электромагнитного поля в волново-

де, приводящая к появлению фазового сдвига между этими составляющими. Компенсация этого сдвига и получение линейной поляризации поля в волноводе осуществляются с помощью корректора эллиптичности 7, включаемого в круглый волновод и представляющего собой отрезок эллиптического волновода с плавными переходами к круглому сечению по концам (рис. 11.24). Размеры этого корректора должны обеспечить дополнительный сдвиг фаз между составляющими электромагнитного поля после их прохождения по корректору, равный по величине и противоположный по знаку фазовому сдвигу между этими составляющими в круглом волноводе. Целесообразно, чтобы фазовый сдвиг между ортогональными составляющими поля в корректоре эллиптичности заведомо превышал фазовый сдвиг в круглом волноводе. В этом случае оказывается возможным обеспечить линейную поляризацию поля в волноводе (строго вертикальную или строго горизонтальную) выбором взаимного расположения эллипсов поперечного сечения корректора эллиптичности и круглого волновода.

Назначение поляризационного селектора 8 — разделение волн различной поляризации. Он представляет собой два перехода от прямоугольного волновода к круглому, развернутых друг относительно друга на 90°. Передатчики, работающие на частотах $f_1 - f_4$, через поляризационный селектор направляют в круглый волновод волны одной поляризации. Принимаемые сигналы на частотах $f_5 - f_8$ имеют поляризацию, повернутую на 90°. Эти сигналы через поляризационный селектор направляют к приемникам.

В случае необходимости излучения или приема антенной воли круговой поляризации в волноводном тракте может быть применено устройство, аналогичное рассмотренному в п. 9.1.2 (см. рис. 9.7). Подробные данные об элементах антенно-волноводных трактов имеются в [27].

В качестве основных элементов тракта питания наземной антенны спутниковой или космической связи используются отрезки круглых, прямоугольных и эллиптических гофрированных волноводов. Применяются также прямоугольные волноводы. Участок тракта с уменьшенными потерями состоит из прямоугольного волновода с увеличенным поперечным сечением и двух переходов, соединяющих этот волновод с участками тракта, имеющими стандартные размеры сечения. Эти переходы должны обеспечивать полное поглошение высних типов воли. Существуют также схемы волноводных трактов для антени с лучеводами (см. § 11.3).

Тракты питания антени спутниковой и космической радиосвязи значительно короче трактов РР.Т и имеют ряд особенностей. К ним предъявляются не столь жесткие требования в отношении однородности, потерь и согласования с приемной и передающей аппаратурой. Согласование определяется коэффициентом стоячей волны по напряжению (КСВН). Этот коэффициент обычно не превышает 1,4...1,5. В качестве отрезков круглых волноволов могут применяться медные волноводы, имеющие более высокие потери, чем биметаллические.

Элементы тракта испытывают изгибы, скручивание и другие нагрузки при вращении антенны, что должно учитываться при проектировании тракта. Элементы тракта, через которые проходят сигналы передатчиков (совмещенный тракт и тракт передачи), должны быть рассчитаны на пропускание значительной мощности (от нескольких до 15...20 кВт). В отличне от трактов РРЛ, поле в которых линейно поляризовано, в трактах антени спутниковой и космической связи имеет место вращающаяся поляризация.

Тракт питания наземной антенны спутинковой связи обычно может быть разделен на три участка: совмещенный, используемый одновременно в диапазоне приема и передачи; тракт приема, соединяющий входы приемников с выходали совмещенного тракта: тракт передачи, соединяющий выходы передатчиков со входом совмещенного тракта.

Совмещенный тракт состоит из отрезков круглых волноводов, поляризационного блока, обеспечивающего преобразование одного вида поляризации поля в другой (линейную во вращающуюся и вращающуюся в линейную) и разделение сигналов приема и передачи. Все элементы этой части тракта работают одновременно в диапазоне частот приема и передачи.

Тракт приема подключается к выходу поляризационного блока и содержит угломестное и азимутальное вращающиеся сочленения, а также другие элементы. Все устройства приемного тракта соединяются между собой отрезками прямоугольного волновода и угловыми переходами в плоскостях Е и Н.

Тракт передачи подключается к входу поляризационного блока. Основными элементами этой части тракта являются: угломестное и азимутальное вращающиеся сочленения; герметизирующая секция, устройство сложения сигналов нескольких передатчиков, отрезки прямоугольных волноводов и др. [34].

Глава 12. АНТЕННЫ ДЕКАМЕТРОВЫХ (КОРОТКИХ) ВОЛН

12.1. ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН ДЕКАМЕТРОВЫХ ВОЛН И ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К НИМ

К диапазону декаметровых воли относят радиоволны длиной 10...100 м. Связь на большие расстояния (сотин и тысячи километров) осуществляется с помощью пространственных волн, кото-272

рые достигают места приема либо однократным отражением от верхних слоев ионосферы (слои F_2 , F_1 , E), либо многократным отражением от ионосферы и поверхности Земли. Поэтому направление максимального излучения (приема) антенны должно составлять некоторый угол (Δ_{max}) с линией горизонта. Радиус действия земной волны в декамстровом (КВ) днапазоне волн сравнительно невелик и при обычно используемых мощностях передатчиков не превышает нескольких десятков километров. Это обусловлено потерями в процессе дифракции вдоль земли.

Волны этого диапазона используют для построения систем дальней связи, для радновещания, дальней (загоризонтной) радиолокации, исследования иопосферы и др.

Требуемыми для работы в коротковолновом (КВ) днапазоне днаграммами направленности обладают как вертикальные, так и горизонтальные антенны. Однако горизонтальные антенны имеют следующие преимущества перед вертикальными: горизонтально поляризованные волны при отражении от полупроводящей почвы при углах наклона (см. п. 3.5.2) <u>Δ</u>=20....30° испытывают меньшее поглощение, чем вертикально поляризованные; индустриальные помехи имеют в основном вертикальную поляризацию поля, вследствие чего прием на горизонтальные антенны сопровождается меньшими помехами.

Вертикальные вибраторы (симметричные и несимметричные) не имеют направленности в горизонтальной плоскости. В вертикальной плоскости ДН таких вибраторов сильнее «прижата» к земле, чем ДН горизонтального вибратора, что позволяет при малой высоте подвеса над землей излучать и принимать волны под малыми углами к горизонту, необходимыми для связи с отдаленными корреспондентами. Вертикальные вибраторы создают более интенсивные излучения, чем горизонтальные, вдоль поверхности земли. Поэтому эти антенны применяют при связи на небольшие расстояння (связь с помощью земной волны).

На декаметровых волнах сравнительно легко выполнять антенны, размеры которых превосходят длину волны в несколько раз и обладают значительным направленным действием. Сопротивление излучения таких антени значительно превосходит сопротивление потерь, вследствие чего КПД КВ антени в большинстве случаев близок к единице.

Условия прохождения коротких воли определяются состоянием ионосферы, зависящим от времени суток, времени года, солнечной активности и т. д. Поэтому для обеспечения непрерывной радиосвязи необходимо иметь несколько рабочих воли, значительно отличающихся друг от друга. В связи с этим желательно применять антенны диапазонного типа, что позволяет повысить маневренность радиоцентров частотами при минимальном числе антенн.

Вследствие непрерывного изменения состояния ионосферы изменяются углы прихода (наклона) волн. Кроме того, в точку прие-

4

Ма могут попадать волны, распространяющиеся различными путями (одно или несколько отражений) и имеющие различные углы прихода (многолучевость), меняющиеся во времени. Поэтому антенна должна достаточно интенсивно излучать (принимать) в определенном секторе углов прихода лучей. При длине магистрали r=2000 ... 3000 км наиболее вероятные значения углов прихода (Δ) изменяются в пределах 5...15°; при $r = 3000 \dots 6000$ км 4...13°; при r>6000 км 3...8• [3]. Иногда максимальные углы наклона на длинных магистралях доходят до 20 ... 25°. В соответствии с этими данными должна выбираться ширина ДН антенны в вертикальной плоскости. Для обеспечения радиовещанием очень удаленных территорий иногда приходиться применять антенны с большим КУ. имеющие в коротковолновой части рабочего диапазона ширину ДН в вертикальной плоскости меньшую, чем сектор наиболее вероятных углов прихода. У таких антени желательно предусмотреть формирование по крайней мере двух ДН, одна из которых имеет максимум под более низкими углами возвышения, а другая — под более высокими.

Лучи, имеющие различные пути распространения вследствие, например, однократного или двухкратного отражения от ноносферы, приходят в место приема не одновременно (это же имеет место вследствие того, что каждый луч фактически состоит из нучка близких по направлению лучей — многолучевость), что вызывает непрерывное колебание напряженности поля — явления интерференционного замирания (фединга). Это явление происходит вследствие непрерывного изменения соотношения фаз напряженности ноля отдельных лучей. При распространении сигнала, содержащего конечный спектр частот, может наблюдаться замирание отдельных частот (избирательное замирание), приводящее к искажению спектра передаваемого сигнала. При большой разности хода аучей, проходящих путь от места нередачи до места приема с различным числом отражений, существует явление «эха», вызывающее увеличение длительности принимаемого сигнала. Имеет место также явление кругосветного эха, происходящее вследствие присма радноволи, приходящих по той же дуге большого круга, что и основной сигнал, по с противоположной стороны. Оно вызывает больние искажения как при телефонной, так и при телеграфион работе.

Для борьбы с замираниями произволят прием на две и на три пространственно разнесенные антенны или на антенны с взаимно перпендикулярной поляризацией поля (поляризационный разнос). Весьма эффективным способом борьбы с замираниями и явлением эха является применение приемных антени с узкими, управляемыми в вертикальной плоскости ДН, позволяющими приинмать один наиболее устойчивый луч и устранять интерференцию между полями многих лучей. Для устранения явления кругосветного эха как передающие, так и приемные антенны должны обладать однонаправленными свойствами, коэффициент защитного действия антенны должен быть велик.

Для уменьшения помех, создаваемых близкими по частоте радиостанциями, а также уменьшения помех грозового и промышленного происхождений уровень боковых лепестков ДН приемных антенн должен быть мал. Это уменьшает также эффекты замираний и эха.

На длишных линиях связи в настоящее время обычно применяют сложные антенны диапазонного типа, для линий связи небольшой длины — простые антенны, настроенные (узкополосные) или диапазонные.

Значительное влияние на излучение КВ антени оказывают параметры почвы (ε_r , σ). Строгий анализ влияния земли на структуру ноля источника сферических воли весьма сложен. При расчете ДН КВ антени землю обычно считают плоской и полупроводящей. При этом для приближенных расчетов пользуются методом, аналогичным методу зеркальных изображений (п. 3.5.2), справедливому в случае вибратора, находящегося под бесконечной плоской и идеально проводящей поверхностью. Для учета влияния почвы на ДН в отличие от метода зеркальных изображений (ток в зеркальном вибраторе считается равным по амплитуде и равным либо противоположным по фазе току в действительном вибраторе), полагают, что ток в зеркальном вибраторе

 $I_{a} = I_{a}R \exp(i\Phi), \qquad (12.1)$

где *R* — модуль; **Ф** — фаза коэффициента Френеля. Коэффициент Френеля равен отношению комплексных амплитуд напряженностей надающей и отраженной воли при надении плоской волны на бесконечную гладкую плоскость с параметрами є, п о. Величины *R* и Ф зависят от параметров є, и о, угла наклона Δ и вида поляризации поля (параллельная или вертикальная \parallel , нормальная или горизонтальная \perp).

Надежным критерием для определения расстояния, начиная с которого можно пользоваться указанным методом для расчета ДН, является затухание земной волны. Если точка приема находится на таком расстоянии от антенны, что земная волна практически отсутствует, то данный метод дает правильные результаты. Обычно это расстояние на КВ составляет несколько десятков длин волн.

Заменяя в (3.5) q на R н ф на Ф. получаем выражение для величины напряженности электрического поля горизонтального вибратора в вертикальной плоскости, перпендикулярной оси вибратора:

$$E_{\perp} = \frac{60I_{\pi}}{r} (1 - \cos kl) \sqrt{1 + R_{\perp}^2 + 2R_{\perp} \cos (\Phi_{\perp} - 2kh \sin \Delta)}; \quad (12.2)$$
8* 275

18

6.1



для вертикального симметричного вибратора в вертикальной плоскости:

$$E_{\parallel} = \frac{\cos(kt\sin\Lambda) - \cos kt}{\cos\Delta} \sqrt{1 + R_{\parallel}^2 + 2R_{\parallel}\cos(\Phi_{\parallel} - 2kh\sin\Delta)}.$$
(12.3)

Известно, что в полупроводящей почве $\Phi_{\perp} = \Phi_{\perp}$ при $\Delta = 0^{\circ}$. Из формул (12.2) и (12.3) в этом случае следует, что $E_{\perp} = E_{\perp} =$ = 0. Этот результат объясняется приближенным характером формул (12.2) и (12.3). В действительности некоторое излучение при $\Delta = 0^{\circ}$ (т. е. влоль поверхности земли) имеет место.

Диаграммы направленности, рассчитанные с учетом параметров почвы, отличаются от ДН, рассчитанных в предноложении илеально проводящей илоскости (см. рис. 3.15 и 3.17), тем, что направления пулевого излучения заменяются направлениями минимального излучения (рис. 12.1, штриховая линия — горизонтальный вибратор). Кроме того, с увеличением угла наклона Δ максимумы боковых лепестков уменьшаются из-за уменьшения коэффиппента Френеля.

12.2. ПРОСТЫЕ АНТЕННЫ ЛЕКАМЕТРОВЫХ ВОЛН

В качестве простых антени на коротких волнах применяют горизонтальные симметричные вибраторы, диапазонные вибраторы Надененко, шинтовые диапазонные вибраторы, уголковую антенну Пистолькорса, антенны зенитного излучения и др.

Симметричный вибратор (см. § 2.1) — одна из наиболее простых и распространенных антени — применяется как перелающая и как приемная антенна.

Коротковолновый симметричный вибратор (рис. 12.2) выполняется из твердотянутого броизового и и бимстлллического провола лиаметром 4...6 мм. Волновое сопротивление вибратора при-



мерно 1000 Ом. Вибратор крепится на двух мачтах (обычно деревянных или асбоцементных), поддерживаемых оттяжками. Для уменьшения токов, наволимых в оттяжках, последние разрубаются изоляторами на отрезки не длиннее чем $\lambda/4$ (λ — рабочая длина волны). Высота подвеса вибратора H выбирается равной $\lambda/2$ λ ; при этом угол максимального излучения Δ_{max} составляет 30...15°. Симметричный вибратор предназначается для работы на фиксированной частоте (узкополосиая антеина) в диапазоне 0,2... ... 0,25 < l/λ < 0,63 ... 0,67. Симметричный вибратор обычно питается двухпроводным фидером (W=600 Ом). При уменьшении отношения ИЛ падает активная и увеличивается реактивная составляющие входного сопротивления вибратора, вследствие чего уменьшается естественный КБВ в фидере. Хорошее согласование (на одной частоте) может быть осуществлено при любом отношении l/λ. Однако если естественный КБВ становится меньше 0,15, то согласование легко нарунается при изменении метеорологических условий. Диаграмма паправленности вибратора в горизонтальной илоскости (1-0°) для идеально проводящей земли может быть рассчитана по формуле (2.24); в вертикальной плоскости, перпенликулярной осн вибратора, по (12.2) или (3.29). Значение КНД в направлении максимального излучения при идеально проводяшей земле

 $D = 480 (1 - \cos kl)^2 / R_{\Sigma_{\rm R}}$ (12.4)

получено на основании тех же рассуждений, что и при выходе формулы (3.33).

Для придания вибратору однонаправленных свойств обычно применяются пастроенные пассивные вибраторы — рефлекторы или директоры (см. § 3.3). При надлежащей регулировке амплитулы и фазы тока в пассивном рефлекторе хорошие результаты могут быть получены при расстояниях между вибраторами d= $= (0, 1 \dots 0, 3) \lambda$

Мощность, которую можно подвести к симметричному вибратору, определяется допустимым значением нормальной составляющей напряженности электрического поля у поверхности провода Е_{и.} при котором не возникает ионизации воздуха (факельное истечение) и пробоя изоляторов. Максимальное допустимое значение Ез (эффективное значение) в диапазоне коротких воли обычно равно 6...8 кВ/см.

В случае цилиндрического проводника радиусом а

 $E_n = \tau / (2\pi a \epsilon_0)$,

(12.5)

где т — линейная плотность заряда.

При синусондальном распределении тока на основании уравнения сохранения заряда (2.2) $z = \frac{i}{\omega} \frac{dl_z}{dz} = i \frac{l_n k}{\omega} \cos k (l-z).$

На концах вибратора, где напряженность поля Е_n максимальна (пучность заряда), учитывая, что $k = \omega \gamma \overline{\epsilon_0 \mu_0}$, нолучаем $\tau_{\pi} =$ $=I_{n}$ $r_{\epsilon_{0}\mu_{0}}$. Подставляя это значение т в (12.15) и имея в виду, что $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$, имеем $E_n = 60I_n/a$. Ток I_n связан с мощностью излучения выражением $I_{\pi^2}R_{\Sigma\pi}/2=P_{\Sigma}$. Таким образом, Е $=60\sqrt{2P_{\Sigma}}(a\sqrt{R_{\Sigma u}})$. Переходя к эффективному значению E_n и выражая P_{Σ} в киловаттах, а радиус провода а в миллиметрах, получаем

$$E_{n,eif} = 1900 \mid \overline{P}_{\Sigma_l}(a \lor \overline{P}_{\Sigma_l}).$$
(12.6)

Если вибратор выполнен из *n* отдельных проводов, то у поверхности одного провода приблизительно

$$E_{n\,ejj} \approx 1900 \, \sqrt{P_{\Sigma}} / (na \, \sqrt{R_{\Sigma \pi}}). \tag{12.7}$$

Более точный расчет Е_n основан на результатах решения уравнення Халлена. При представлении тока в виде (2.15) у кониа вибратора получаем $E_n = 60 I_1 / (kal)$, где $I_1 - комплексный ко$ эффициент полиномнального ряда.

Заметим, что при излучении модулированного сигнала, например при амплитудной модуляции, пиковая мощность может в 4 раза превышать мощность немодулированного сигнала. Соответственно допустимая средняя мощность должна быть в 4 раза меньше.

Л и работы в широком непрерывном диапазоне воли, а также для подведения к вибратору большой мощности применяют вибраторы с пониженным волновым сопротивлением (диполь Надененко), лиапазонные шунтовые вибраторы и плоские самодополнительные вибраторы (см. § 7.2 и 7.4).

Снижение волнового сопротивления вибратора достигается выполнением его плеч из проводов, расположенных по образующим цилиндра (см. рис. 7.4). Обычно радиус образующего цилиндра $\rho = 0.5 \dots 0.75$ M; ЧИСЛО ПРОВОЛОВ $n = 6 \dots 8$; $W_a = 250 \dots 400$ Ом.

Вследствие большого значения ρ/λ расчет Ζ_{вх} вибраторов типа диполя Надененко метолом, изложенным в § 2.5 [формула (2.39)], приволит к заметным погрешностям. Для более точного расчета Z_{вх} можно, например, использовать метод, изложенный в [3] и учитывающий проволочную структуру вибратора, или обобщенный метод наведенных ЭДС (см. § 3.4).

Метод снижения волнового сопротивления не позволяет получить высокий КБВ в фидере в широком диапазоне частот. Так, в



диапазоне $0.25 \ll l/\lambda \ll 0.63$ КБВ может падать до 0,4. Питать вибраторы данного типа целесообразно фидером с W ~ 300 Ом.

Шуштовые диапазонные вибраторы (см. § 7.2), применяемые на КВ, могут выполняться как в проволочном, так и в жестком варианте, предложенном Г. З. Айзенбергом (рис. 12.3). В последнем случае шунт выполняется из металлических труб, с помощью которых крепится к мачте без изолятора (потенциал в точке 0 равен нулю). Такие вибраторы в основном используют в качестве элементов антенных решеток.

Для радносвязи с корреспондентами, расположенными в различных направлениях, используют уголковые антенны, предложенные А.А.Пистолькорсом, имеющие в горизонтальной плоскости ДН, близкие к круговым. Уголковая антениа (рис. 12.4) представляет собой симметричный горизонтальный вибратор, плечи которого расположены под углом 90° друг к другу. Слабая направленность антенны в горизонтальной плоскости объясняется тем, что направления максимального излучения каждого плеча антенны перпендикулярны друг другу. Диаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости зависит от отношения l/λ, причем наиболее равномерное излучение получается при 1/л, близким к 0.5. В вертикальной плоскости ДН получаются близкими к ДН обычного симметричного вибратора. Для улучшения согласования с фидером в инфоком диапазоне обычно в таких антеннах используют шунтовые вибраторы.

В последние годы разработаны плоские проволочные вибраторы, основанные на принципе самодополнительности (см. § 7.4), отличающиеся высоким естественным согласованием. В диапазоне КВ металлические пластины заменяют системой проводов, что приводит к некоторому ухудшению диапазонных свойств. Входное сопротивление илоского вибратора можно варьировать изменением угла при вершине плеча. Достаточная широкополосность сохраняется при углах 60...90°. При питании антенны фидером с *W*=200 Ом естественный КБВ>0,5 сохраняется примерно в трехкратном диапазоне воли.

На коротких линиях связи (до 300 км) углы прихода Д лежат в секторе 50 ... 90°, что требует применения антени зенитного излу-



чения. Целесообразно лля местного радиовешания (в днапазоне 60 ... 80 м) использовать зенитные антенны с круговой поляризацией поля и оперативным изменением направления вращения вектора Е. Такие антенны базируются на применении турникетных излучателей (см. § 1.3), выполненных из двух горизонтальных взаимно перпендикулярных симметричных вибраторов, создают в направлении $\Delta = 90^{\circ}$ поле круговой поляризации, а в илоскости антенны

 $(\Delta = 0^{\circ})$ — поле линейной поляризации.

В основном используют два типа антени зенитного излучения, позволяющих реализовать как линейную, так и круговую поляризацию — антенны, основанные на применении многопроводных цилиндрических вибраторов с пониженным волновым сопротивлением и плоских (самодополнительных) квадратных излучателей. Типовая антенна зенитного излучения, состоящая из четырех (для увеличения КНД) турникетных излучателей, в которых используются цилиидрические вибраторы, показана на рис. 12.5 [3]. Геометрические размеры: длина плеча вибратора l=30 м; расстояние между параллельными вибраторами d=31 м; высота подвеса пар вибраторов над землей 14 и 17 м.

Антенны, основанные на применении плоских квалратных излучателей, имеют хороние диапазонные свойства. Так, антенна с квадратным раскрывом, состоящая из четырех таких излучателей, позволяет получить в фидере в двухкратном диапазоне воли $K_{6,B} > 0,6$. Все рассмотренные вибраторы можно применять и в качестве приемных антени.

Вертикальные симметричные и несимметричные вибраторы для улучшения их диапазонных свойств выполняют по типу диполя Надененко, т. е. многопроводными. В качестве проводов, образующих вибратор, можно использовать участки оттяжек деревянных или асбоцементных мачт.

Вертикальные вибраторы требуют для своего размещения значительно меньшую площадь, чем горизонтальные.

Симметричные вертикальные вибраторы питаются с помощью двухпроводного фидера, несимметричные вибраторы — либо с помощью коаксиального кабеля, либо проволочной несимметричной концентрической лиции.

12.3. СИНФАЗНАЯ ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ДИАПАЗОННАЯ АНТЕННА (СГД)

Антенны СГД [3] являются основным типом передающих антенн, применяемых в КВ диапазопе для радиовещания на трассах большой протяженности. Они могут примепяться также для радиосвязи и других целей: Осповными преимуществами аптенн СГД перед другими типами КВ антенн являются возможность получения высокого КНД и КУ (антенны имеют высокий КПД), а также возможность управления ДН в горизоптальной и вертикальной плоскостях.

Разработанные в СССР антенны типа СГД могут работать без перестройки в непрерывном диапазоне волн с коэффициентом перекрытия 2...2,5 [примерно $(0,8...2)\lambda_0$, где λ_0 — расчетная длина волны].

Антенна представляет собой плоскую синфазную решетку, состоящую из нескольких рядов (этажей) синфазно возбуждаемых симметричных вибраторов, расположенных на определенном расстоянии d_2 друг от друга (рис. 12.6). Систему вибраторов, расположенных параллельно друг над другом, с точками подключения питания на одной вертикальной осн называют секцией антенны.

В настоящее время нанболее распространены двух-(трасса длиной 1000... 3000 км) — четырех-(трасса длиной от 2000 до 6000—8000 км)-и восьмнэтажные антенны (трасса от 6000 км и более). Число секций обычно 4—8. Синфазность возбуждения всех вибраторов на любой длине волны обеспечивается благодаря тому, что расстояния от точек присоединения главного фидера (точки *a*₁, *a*₂) совершенно одинаковы. Дианазонность антенны по входному сопротивлению обеспечивается применением диапазонных вибраторов, а также включением в распределительные фидеры,





подводящие питание к вибраторам, ступенчатых трансформаторов (трансформирующие вставки), обладающих различными волновыми сопротивлениями (на рис. 12.6 эти трансформаторы обозначены цифрами 1, 2, 3, 4). При тщательном подборе волновых сопротивлений ступенчатых трансформаторов можно получить КБВ в главном фидере не ниже 0,6...0,65 в двухкратном диапазоне волн.

В качестве вибраторов применяют проволочные вибраторы с пониженным волновым сопротивлением (W_a=280 ... 470 Ом), состоящие из трех проводов и имеющие треугольное понеречное сечение, жесткие вибраторы (см. рис. 12.3) и самодополнительные проволочные плоские вибраторы (рис. 12.7). В решетках, выполненцых по принципу самодополнительности, можно уменьшить число этажей и упростить систему распределительных фидеров по сравнению с обычными вибраторными решетками, что объясияется большими вертикальными размерами плоских вибраторов. Кроме того, увеличивается допустимая подводимая мощность.

В антеннах СГД наиболее часто применяют вибраторы с длиной плеча (0,35...0,45) λ_0 , где $\lambda_0 = \sqrt{\lambda_{max} \lambda_{min}}$; λ_{max} н λ_{min} — соответственно самая длинная и самая короткая волны рабочего диапазона. При такой длине вибраторов аппроксимация распределения тока сипусондальной функцией не позволяет с достаточной для практических целей точностью рассчитать входные сопротивления в точках питания вибраторов и КБВ в фидерном тракте. Более точно рассчитать Z_{вх} можно методами, описанными в § 2.5 и 3.4. а также в [3].

В тиновых антеннах с сектором управления лучом, равным +10°, d₁ обычно выбирается равным (0,9 ... 1) λ₀, а с сектором улравления ± (20 ... 30°) - равным (0,5 ... 0,7) λ.

Расстояние между этажами d2 существенно влияет на частотную зависимость входного сопротивления вибраторов. Обычно d_z лежит в пределах (0,4...0,5) ло; при больших понеречных размерах вибраторов оно может быть увеличено.

Высота подвеса антенны над землей определяет угол между направлением максимального излучения и горизонтальной плоскостью (Лтах — максимальный угол наклона). Чем больше средняя высота подвеса антенны Н_{ср}, тем сильнее главный лепесток ДН прижат к земле.

Для создания однонаправленного излучения антенна снабжается рефлектором, располагаемым на некотором расстояния d_p от полотна антенны. Могут применяться рефлекторы трех типов: пассивные настранваемые, апериодические и активные (питаемые).

Настранваемый рефлектор выполняется в виде полотна из вибраторов аналогично полотну антенны и возбуждается благодаря пространственной электромагнитной связи между полотнами. В отличие от антенны к точкам а1, а2 рефлектора присослиняется не гемератор, а отрезок длиной линии (настроечное сопротивление), длина которого регулируется короткозамыкателем. Рефлектор устанавливается на расстоянии $d_p = (0, 25 \dots 0, 27) \lambda$ от антенны. Его полотно обычно с помощью рей крепится к тем же мачтам, что и полотно антенны. Присоединив генератор к настроенному рефлектору и превратив полотно антенны в рефлектор, можно реверспровать антенну - изменить направление излучения или приема на обратное.

Апериодический рефлектор представляет собой плоский экран, выполненный из горизонтальных проводов, параллельных осям вибраторов, устанавливается сзади антенны на расстоянии do= = (0,27...0,3) До. Размеры экрана несколько превосходят размеры полотна антенны. Апериодический рефлектор позволяет по сравнению с настроенным рефлектором значительно уменьшить уровень излучения в обратном направлении, что весьма важно для уменьшения взаимных помех радиостанций. Для этого расстояние между проводами экрана должно быть примерно (0,035... ... 0,07) До. Важнейшим достониством антенны с апериодическим рефлектором являются отсутствие элементов настройки последнего и возможность одновременной работы на одной антение в двух противоположных направлениях, для чего по обеим сторонам рефлектора подвешивают два идентичных полотиа аштенны.

Недостатком антенны СГД с апериодическим рефлектором являются сложное конструктивное выполнение и почти полное отсутствие «электрической прозрачности» (возможность прохождения электромаглитлых воли, излучаемых другими антеннами), что может вызывать трудности при размещении нескольких антенн на ограниченной плошади.

Антенна с настроенным рефлектором имеет более легкое конструктивное выполнение и большую «электрическую прозрачность». Однако такая антенна требует перестройки рефлектора при смене рабочей волны, что крайне усложняет эксплуатацию антенны и значительно обесценивает возможности ес пспользования в широком диапазоне волн.

Антенна СГД с активным диапазонным рефлектором [3] не требует перестройки при смене рабочих воли. Такой рефлектор целесообразно применять в тех случаях, когда антенна с вибраторным рефлектором используется при частой смене рабочих волн. Активно питаемый рефлектор, так же как и настроенный, представляет собой полотно, идентичное полотну антенны, возбуждаемое как за счет электромагнитной связи между антенной и рефлектором, так и за счет части мощности, подведенной к рефлектору от генератора. Простейшая схема питания антенны с активным рефлектором показана на рис. 12.8. Для создания сдвига фаз т =90° между токами в рефлекторе и антенне в фидерную линию, идущую к антение, включается удлиняющая петля, длина которой выбирается равной $\lambda_{cp}/4$, где $\lambda_{cp} = 2\lambda_{min}\lambda_{max}/(\lambda_{min}+\lambda_{max})$. Для поглощения отраженных от антенны и от рефлектора волн на расстоянии $\lambda_{cp}/4$ от точек включения A_1 , A_2 главного фидера включа-



ются балластные сопротивления R (между точками B_1, B_2 и C₁, C₂). Ток падающей (идушей от генератора) волны в балластные сопротивления не ответвляется, так как потенциалы в точках B₁, B₂, а также С₁, С₂ одинаковы. Волны, отраженные от антенны и от рефлектора, приходят к точкам В₁, В₂ с●сдвигом фаз, опреде-

ляемым двойной длиной цетли. На волие лер этот сдвиг фаз равен 180: Если R = 2W, где W — волновое сопротивление четырехироводного фидера, образованного фидером, идушим к антение и фидером, наущим к рефлектору, то в точках присоединения балластных сопротивлений к этим фидерам (точки В1, В2 и С1, С2), которые можно рассматривать как входы короткозамкнутых линий 1 и 2 длиной $\lambda_{cp}/4$, отражений нет и вся мониность отраженных от антенны и рефлектора воли выделится на этих сопротивлениях. Небольшой уровень обратного излучения и удовлетворительное согласование сохраняются в диапазоне с коэффициентом перекрытия 1,6...1,7. Расширить рабочий дианазон и уменьнить уровень обратного излучения позволяют более сложные схемы нитания антенны и рефлектора. Однако схемы с сосредоточенными сопротивлениями не могут использоваться с передатчиками большой мощности (*P*₀>10 кВт). При работе с более мощными передатчиками балластные сопротивления вынолияют из отрезков поглощающих линий.

Направленные свойства антенны СГД определяются геометрическими размерами полотиа антенны, его расстоянием от рефлектора и высотой нодвеса антенны над землей.

Характеристика направленности в горизонтальной плоскости $(\lambda = 0)$

 $F(\mathbf{q}) = F_0(\mathbf{q}) F_1(\mathbf{q}) F_2(\mathbf{q}).$ (12.8)

Здесь q - азимутальный угол, отсчитываемый от плоскости антенны: $F_0(\mathbf{e})$ — характеристика направленности одного симметричного вибратора в горизонтальной плоскости [см. (2.28)]; F_c(q) множитель системы [см. (4.12)], определяемый числом симметричных вибраторов в одном ряду и и расстоянием между секциями d_1 ; $F_{r}(q)$ — множитель рефлектора. В случае апериодического рефлектора этот множитель определяется формулой (3.32), справедливой при расчете ДН в переднем полупространстве (метод Зеркальных изображений); в случае настроенного рефлектора множитель $F_{p}(q)$ определяется формулой (3.4) (подкоренное выражение). Днаграмма направленности в основном определяется множителем $F_{c}(q)$; множители $F_{0}(q)$ и $F_{p}(q)$ при изменении угла φ

меняются слабо, и их влияние сказывается преимущественно в области боковых лепестков. Чем больше число секций *п* тем уже ДН антенны в горизоптальной плоскости. Следует заметить, что в формулах (2.28), (3.4) и (3.32) угол в заменяется углом р.

В заднем полупространстве при наличии апериодического рефлектора, ДН определяется по формуле (12.8), но множитель $F_{p}(q)$ следует заменить на 1δ — коэффициент просачивания энергии по мощности через проволочную сетку. При расстоянии между проводами реф. тектора $(0,035...0,07)\lambda_0$ коэффициент $\delta = 0,05...0,1$. При управлении ДН в горизоптальной плоскости множитель $F_{c}(\varphi)$ может быть рассчитан по (4.12).

Направленные свойства антенны СГЛ в вертикальной плоскости зависят от числа этажей и высоты подвеса геометрического центра H_{cp} антенны над землей. Характеристика направленности в этом случае

$$F(\Delta) = F_{c}F_{p}F_{3}. \tag{12.9}$$

Здесь <u>Л</u> — угол в вертикальной плоскости между направлением на точку наблюдения и пормалью к плоскости антенны; F_c определяется по (4.12), в которой *п* заменяется на *m* (число этажей) и угол θ на Δ ; F_{p} определяется по формулам (3.5) или (3.32) при замене θ на Δ и d на d_{p} ; F_{3} - множитель, учитывающий влияние земли, определяется по формуле $F_3 = \sin(kH_{cp}\sin\Delta)$ (при замене земли зеркальным изображением антенны) или по формуле (12.2) (подкоренное выражение), причем заменяется h на H_{cp} .

Для управления ДН в вертикальной плоскости полотно антенны обычно разбивается на две группы вибраторов с равным числом вибраторов в каждой группе и изменяют соотношение фаз токов, протекающих в вибраторах различных групп.

Чем больше число этажей *m*, тем уже главный лепесток и меньше угол Λ_{max} . Увеличение высоты подвеса антенны сопровождается сужением и прижатием к земле главного лепестка, а также увеличением УБЛ в вертикальной плоскости (рис. 12.9). Высота нодвеса инжиего этажа выбирается в пределах $\lambda_0 \dots 1.75 \lambda_0$. При увеличении рабочей длины волны ДН антенны в вертикальной и горизонтальной плоскостях расширяются. Антенны СГД подвешиваются на деревящных, асбоцементных или металлических мачтах высотой до 100 м и более.

Коэффициент усиления четырех- и восьмиэтажных антени достигает нескольких сот (в КВ диапазоне КУ принято определять как D/1,64, где 1,64 — КНД полуволнового симметричного вибратора). Коэффиниент усиления антенны с апериодическим рефлектором примерно на 5... 15% выше КУ антенны с настроенным рефлектором. В рабочем диапазоне волн КУ изменяется в 3...4 раза. Подробные данные об антенных СГД приведены в [3].

Описанные антенны типа СГД предназначены для работы с передатчиками, имеющими симметричный (двухтактный) выход.

При этом фидерный тракт антенны выполняется из симметричных воздушных многопроводных фидеров (см. § 12.7). В последнее время наметилась тенденция к использованию в диапазоне КВ передатчиков с несимметричным (однотактным) выходом. В связи с этим возникает необходимость стыковки симметричных трактов синфазных антени с несимметричным трактом передатчика. С этой целью может быть использована антенна СГД, питаемая несимметричным фидером (коаксиальным кабелем), схема которой показана на рис. 12.10. Пары жестких шунтовых вибраторов сосдиняются между собой двухпроводным симметричным фидером, выполненным из проволочных цилиндров. В геометрическую середину этого фидера (точки а, а) подключается коаксиальный кабель, который к этим точкам проходит через шунт одного из плеч вибратора, непосредственно по этому вибратору и примыкающему к этому плечу вибратора одному из проводов симметричного фидера (кабель проходит внутри цилиндра, образующего провод фидера). В точках а, а внешняя оплетка кабеля электрически присоединяется к цилиндру, внутри которого этот кабель проходит, а внутренний провод кабеля присоеднияется к другому проводу этого же фидера. Токи, текущие по внешнему и внутреннему проводам кабеля, в точках а, а вытекают наружу (на двухпроводный фидер, соединяющий вибраторы в пару) и разветвляются поровну в направлении каждого вибратора. Так как токи, текущие по внешнему и внутрепнему проводам кабеля, равны, то равны и токи, возбуждающие плечи вибраторов.

Таким образом, шунт, пара вибраторов и двухпроводный фидер выполняют функции симметрирующего и согласующего устройств в широком диапазоне воли, определяемым в основном диапазонными свойствами шунтовых вибраторов.

В настоящее время существуют кабели, которые в днапазоне





КВ при К_{б.в}=0,5 пропускают мощность около 120... 140 кВт. Таким образом, каждая секция четырехэтажной антенны может вместить мощность около 250 КВт.

Волновре сопротивление двухпроводного фидера, соединяющего вибраторы, составляет 180 Ом. Система распределительных фидеров под антенной выполияется из коаксиальных проволочных фидеров. Главный фидер имеет W = 60 Ом.

При необходимости присоблинить симметричный фидер антенны к однотактному выходу передатчика можно использовать 9,460 из симметрирующих устройств, описанных в § 7.3 (в случае мещных передатчиков). В передатчике средней мошности иногда принимаются меры для уменьшения длины симметрирующего устройства свертыванием его в спираль. При маломощных передатчиках могут применяться симметрирующие устройства, основанные на сосредоточенных постоянных.

12.4. РОМБИЧЕСКАЯ АНТЕННА

В днапазоне декаметровых волн в основном в качестве передающих антени для радносвязи Щирокое распрострачение получили ромбические горизонтальные антенны (РГ). Такая антенча представляет собой двухпроводную линию, выполненную в виде ромба, к одному из острых углов которого чодводится ЭДС бысокой частоты, к другому приссединяется нагрузочное сочротивление, равное волновому сопротивлению ромбовидной линии, вследствие чего в проводах антенны устайавливается режим бегущей волны. Антенна подвешивается горизонтально на четырех опорах (рвс. 12.11) высотой (1,0 ... i 25) λ₀.

Такая антенна является диапазонной как по направленным свойствам, так и по входному сопротивлению. Сна кожет работать на акобой фиксированной волые примерно в диапазоне 2.5.1, сохраняя при этом удовлетворительные направленные свойства и конти неизменный высокий КВБ в интающей линии.

Так как расстояние мёжду проводами, из которых выполнена антенна, непостоянию, то в действительноёти волновое сопротивление увеличивается от 600...700 Ом (у острого угла ромба) примерио до 1000 Ом (у его тупого угла), что вызывает меетчые отражения и нарушаёт режим бегущей волны. Чтобы сделать изменение волнового сопротивления менее Существенным, каждую сторому ромба выполняют из двух расходищихся к тупому углу прободов. Расстояние нежду этими проводами увеличивается от нуля у острого угла до 2... 2.5 м у тупого угла. При этом волнового сопротивление ромба у тупых углов уменьщестся, т. с. волновое сопротивление выравнивается по длине антенны ($W \approx 700$ Ом). Пры витакии такого ромба фидерной линией с W = 700 Ом КВЕ в ней колуцается весьма высоким во всем рабовем длагазоне.

Остановныся на вопросе о направленных свойствах ромонче-

286

28.



ской антенны. Из § 4.8 известно, что провод с бегущей волной тока в любой илоскости, проходящей через ось провода, имеет два главных лепестка, наклоненных к осн провода в сторону движения волны. Поместим два таких провода под углом 20 мах друг к другу (θ_{mex} — угол между осью провода и направлением максимального излучения) и нодведя к ним питание так, как показано на рис. 12.12, а, можно получить антенну с однонаправленным действием (V-образная антенна). Направление максимального излучения такой антенны совпадает с биссектрисой угла, образованного проводами, так как, во-первых, направление максимумов двух главных лепестков диаграмм первого (ab) и второго (cd) проводов параллельно биссектрисе угла $2\theta_{max}$ и, во вторых, поля, создаваемые обонми проводами в направлении г, складываются снифазно.

В правильности последнего легко убелиться, разложив элементы токов в проводах ab и cd (рис. 12.12,б) на две составляющие: параллелыкую биссектрисе (I_{II} и I_{II}') и перпендикулярную ей (I_{+}, I_{+}) . Цздучение в направлении r создается только составляюшими I_{1} и I_{2} . Поскольку эти составляющие находятся в фазе, то и поля, созлаваемые ими, в указанном направлении синфазны.

Лиаграмма направленности V-образной антенны имеет большие боковые лепестки, о чем говорит наличие лепестков 2 и 2' в диаграммах направленности отдельных проводов антенны. Так как ДН одиночного длинного провода ($l \ge 4\lambda$), работающего в режиме бегущей волны, сравнительно слабо зависит от длины волны, то V-образная антенна может работать в довольно широком днапазоне волн, не изменяя направления максимального излучения. Для увеличения КНД и КУ, а также избежания заземления нагрузочных сопротивлений V-образную антенну можно дополнить двумя проводами до ромба.

Можно ноказать, что при этом направление максимального

излучения сохраняется прежним, т. е. вдоль биссектрисы острого угла ромба в сторону нагрузочного сопротивления или, другими словами, вдоль большой диагонали ромба. При надлежащем выборе длины стороны ромба и его углов в этом направлении поля от всех сторон ромба складываются синфазно в широком лиапазоне волн.

Ромбическая антенна излучает поля двух поляризаций: нормальной Е₁ и параллельной Е₁₁. В вертикальной плоскости (плоскость, перпендикулярная поверхности земли, проходящая через большую диагональ ромба) и в горизонтальной плоскости ($\Delta = 0$) нмеется только нормально (горизонтально) поляризованная составляющая поля.

Подробный анализ направленных свойств ромбической антенны имеется в [3]. Днаграмма направленности ромбической антенчы в горизонтальной плоскости (рис. 12.13) зависит от длины стороны ромба *l* и тупого угла ромба 2Ф. В вертикальной плоскости (препебрегая затуханием тока в проводах и считая землю идеально проводящей) ДН (рис. 12.14) определяется по формуле

$$f(\Delta) = \frac{\cos \Phi}{(1 - \sin \Phi \cos \Delta)} \sin^2 \left[\frac{kl}{2} (1 - \sin \Phi \cos \Delta) \right] \sin (kH \sin \Delta),$$
(12.10)

где *H* — высота подвеса ромба.

Оптимальные размеры ромба *l*, *Ф*, *H* выбирают так, чтобы обеспечить наиболее интенсивное излучение под наиболее вероятными углами прихода лучей в место приема (Δ_{max}), значение которых зависит от длины линии радносвязи. При заданном угле Δ_{max} оптимальные значения l, Φ и H находят из условия максимума первого (Φ), второго (l) и третьего (H) множителей в (12.10):

 $\Phi = 90^{\bullet} - \Delta_{max}; l = \lambda_0 / (2 \sin^2 \Delta_{max}); H = \lambda_0 / (4 \sin \Delta_{max}).$

Расчеты показали, что уменьшение длины стороны ромба в 1,5 2 раза по сравнению с оптимальным значением не вызывает заметного уменьшения КУ. При длине магистрали 1500 ... 2000 км обычно принимают $\Delta_{max} = 15^{\circ}$. В этом случае берут $l = 4\lambda_0$; $\Phi = 65^{\circ}$;





 $H = \lambda_0$. При большей длине магистралн оптимальные размеры ромба возрастают (обычно $\Phi = 70 \dots 75^\circ$; $l = 6\lambda_0$; $H = 1,25\lambda_0$).

Сопротивление излучения антенны в дианазоне воли (0,8 2.5) λ_0 лежит в пределах 800 ... 500 Ом.

Мощность, подводимая к ромбической антенне P_0 , расходуется на излучение P_{Σ} , на нагревание нагрузочного сопротивления и проводов ромба. Мощность теряется в основном в нагрузочном сопротивлении. Коэффициент полезного действия антенны

 $\eta = P_{\Sigma}/P_0 = 1 - \exp(-4\alpha l),$

где а—коэффициент ослабления тока в ромбе, определяемый излучением антенны. Приближенно коэффициент ослабления а $\approx \approx R_{\Sigma}/4lW_a$. Таким образом, чем больше а. тем больше КПД антенны. У ромбических антени с различными геометрическими размерами КПД колеблется от 0.4 . . 0.7 на «длинноволновом краю» диапазона ($\lambda/\lambda_0=2$) до 0.55 . . 0.8 на «коротковолновом краю» ($\lambda/\lambda_0=0.8$). Коэффициент направленного действия и КУ ромбической антенны определяется по формулам, имеющимся в [3].

Основными недостатками ромбической антенны являются: высокий УБЛ (значительно больший, чем у антенны СГД), что особенио плохо с точки зрения ЭМС антенн, сравнительно низкий КПД и большая площадь поля, занимаемого антенной.

Положительными качествами ромбической антенны являются: широкий рабочий диапазон, ограничиваемый только уменьшением КУ и ухудшением направленных свойств по мере отхода длины волны от оптимальной; простота питания (антенна питается двухпроводной линией с W = 600 Ом); меньшая стоимость, чем антенны СГД; простота коиструкции и эксплуатации.

Для улучшения электрических нараметров антенны Г. З. Айвенбергом была предложена *двойная ромбическая антенна* (РГД), состоящая из двух горизонтальных наложенных один на другой ромбов (с небольшим разносом по вертикали), смещенных относительно друг друга в направлении малой диагонали на расстояние d_1 порядка λ_0 (рис. 12.15). Обе ромбические антенны питаются параллельно и синфазно.

Уровень боковых лепестков ДН антенны РГД в горизонтальной плоскости значительно ниже, чсм у антенны РГ таких же раз-



меров (см. рнс. 12.13—штриховая линия). Так как оба ромба, вхолящие в антениу РГД, включаются параллельно, то волновое и входное сопротивления антенны оказываются в 2 раза меньше, чем у аптенны РГ, что приводит к увеличению коэффициента ослабления а и КПД (до 65 ... 85%). Коэффициент усиления увеличивается по сравнению с антенной РГ примерно в 1,5 ... 2 раза вследствие снижения уровня боковых лепестков и повышения КПД. Антенна РГД питается двухпроводным фидером с волновым сопротивлением W = 600 Ом, который присоединяется к антенне с помощью четырехпроводного фидерного трансформатора, понижающего волновое сопротивление от 600 до 300 Ом.

В случае передающей антенны в нагрузочном сопротивлении выделяется 20 ... 50 % подводимой мощности. Поэтому при больших мощностях передатчиков нагрузочное сопротивление выполняется в виде длинной двухпроводной линии из стального (длина 300 ... 500 м) или фехралевого провода (длина 30 ... 40 м) с большим затуханием. Поглощающая линия (в виде нескольких петель) подвешивается на общих деревянных столбах под ромбом влоль его большей диагонали. При малых мощностях передатчиков (1 ... 3 кВт) или при использовании антенны в качестве приемной можно применять специальные мастичные сопротивления. Присоединяя фидер к концу ромба, а нагрузочное сопротивление к его входу, можно реверсировать антенну.

12.5. АНТЕННА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С ЭЛЕМЕНТАМИ СВЯЗИ

Антенна бегущей волны (АБВ) с элементами связи является широкоднапазонной (коэффициент перекрытия может достигать 2,5...3) и применяется только для приема. Антенна состоит из *п* симметричных вибраторов, находящихся друг от друга на олииаковых расстояниях, присоединенных через развязывающие сопротивления (элементы связи) к собирательной линии (рис. 12.16). К концу собирательной линии присоединяется резисторное сопротивление *R*_и, равное ее волновому сопротивлению, к началу линии — приемник. Антенна подвешивается горизонтально над землей на высоте 16...40 м.

Для уяснения принципа действия антенны рассмотрим ее работу в режиме передачи. С точки зрешия режима работы собирательной линии вибраторы с включенными в ших элементами связи можно заменить сосредоточенными (шунтирующими) сопротивлениями $Z_{\rm m} = Z_{\rm BX} + 2Z_{\rm cB}$, присоединенными параллельно к ней на расстояниях d_1 друг от друга (рис. 12.17). Здесь $Z_{\rm BX}$ — входное сопротивление одного симметричного вибратора, являющееся функцией отношения l/λ ; $2Z_{\rm cB}$ — сопротивление двух последовательно включенных элементов связи.

Следует иметь в виду, что входное сопротивление вибратора •пределяется не только его длиной, по и влиянием всех остальных вибраторов. Поэтому входные сопротивления отдельных вибраторев антенны неодинаковы. Однако при объясцении принципа действия антенны этого можно не учитывать.

290

19*



Если шунтирующее сопротивление велико по сравнению с волновым сопротивлением собирательной линии, а расстояние между вибраторами мало по сравнение с длиной волны, то шунтирующую проводимость $Y_1 = 1/(Z_{BX} + 2Z_{CB})$ можно считать равномерно распределениой по всему промежутку d_1 между двумя соседними вибраторами. Увеличение распределенной проводимости линии на величину $Y_1 = Y_{\rm us}/d_1$ эквивалентно изменению распределенных параметров линии (L₁, C₁ или R₁) и приводит к изменению волнового сопротивления линии и фазовой скорости волим в ней. Если шунтирующее действие вибраторов на линию велико (Z_ш мало), то в точках присоединения вибраторов значительны местные отражения и режим бегущей волны в линин нарушается. Роль элементов связи состоит в увеличении шунтирующего сопротивления. При правильном выборе длины вибраторов и развязывающих сопротивлений КБВ в собирательной линии остается достаточно большим в широком диапазоне воли. Если эти сопротивления имеют резисторный или емкостный характер, то фазовая скорость в линии уменьшается (режим замедления). Если шунтирующее сопротивление имеет индуктивный характер, то фазовая скорость в линии увеличивается и становится больше скорости света.

При наличии в собирательной линии режима бегущей волны фазы токов, возбуждающих вибраторы, изменяются от вибратора к вибратору по линейному закону и излучение (прием) такой антенны происходит так, как описано в п. 4.3.4. Из-за раздвоения главного лепестка ДН применение индуктивных элементов связи нецелесообразно.

Днаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости без учета затухания в собирательной линии можно рассчитать по (4.39), при этом следует учесть множитель $F_0(\theta)$.

Диаграмма направленной антенны в вертикальной плоскости для идеально проводящей земли

$$f(\Delta) = \frac{\sin\left[\frac{nkd_1}{2}\left(c/v - \cos\Delta\right)\right]}{\sin\left[\frac{kd_1}{2}\left(c/v - \cos\Delta\right)\right]}\sin\left(kh\sin\Delta\right).$$
(12.11)

Излучение (прием), если не учитывать влияние земли, максимально вдоль антенны (в сторону нагрузочного сопротивления).

Как и всякая антенна бегущей волны с пониженной фазовой скоростью, данная антенна имеет оптимальную длину, определяемую по (4.55). Диаграмма направленности антенны при $L \approx L_{onr}$ имеет сравнительно узкий главный лепесток и низкий уровень боковых лепестков. Уровень боковых лепестков АБВ значительно ниже, чем у ромбической антенны. При удлинении волны ДН антенны расширяется. При укорочении длины волны главный лепесток диаграммы становится уже, но возрастают боковые лепестен. Следует также иметь в виду, что при изменении длины волны изменяется фазовая скорость в собирательной линии. Диапазонные свойства антенны определяются допустимыми изменениями L/λ и фазовой скорости, при которых еще обеспечивается максимальное излучение в направлении осп антенны и КПД аптенны не падает слишком низко.

Направленные свойства антенны сильно зависят от фазового сдвига $\psi_{\text{кр}}$ между токами в крайних вибраторах, и его изменение в рабочем диапазоне не должно выходить за приемлемые пределы (примерио $\pm 1.5\pi$). Расчеты показывают, что приемлемый диапазон изменения $\psi_{\text{кр}}$ получается при числе вибраторов, не превышающем 20 ... 40. Это, в свою очередь, накладывает ограничения на общую длину антенны, поскольку расстояние между вибраторами d_1 должно быть меньше половины минимальной длины волны рабочего диапазона во избежание появления дополнительных ленестков и сильных отражений в собирательной лиции. Длина тиновой ангенны составляет 90 м.

Длину илеча одного вибратора выбирают примерно равной **0.7** Длину илеча одного вибратора выбирают примерно равной тора на КВ краю рабочего диапазона резко ухудиаются. Уменьшение длины вибратора также нежелательно, так как это приводит к увеличению его Z_{вх} и уменьшению связи с собирательной линией на длинноволновом краю рабочего дианазона.

Общим недостатком АБВ с элементами связи является весьма низкий КПД. Это объясняется тем, что из-за слабой связи вибраторов с собирательной линией излучается сравнительно небольшая часть нодводимой к собирательной линии мощности, остальная мощность поглощается в нагрузочном сопротивлении. По этой причине рассматриваемые антенны не применяют в качестве передающих. Антенны с резисторными элементами связи (антенны БС)¹ имеют больший КПД, чем антенны с емкостными элементами (антенны БЕ). Для перекрытия всего КВ диапазона (10... ... 100 м) могут быть использованы всего две антенны БС.

Чем больше волновое сопротивление собирательной линии, тем больше значение сопротивления резисторов связи $R_{\rm cB}$ требуется

¹ Элементы связи — омические сопротивления.
для обеспечения нормального режима работы антенны. Увеличение же R_{cB} сопровождается уменьшением КПД и соответствующим уменьшением КУ антенны. Поэтому волновое сопротивление собирательной линии выбирают настолько низким, насколько это возможно без дополнительного усложнения ее конструкции. Обычно волновое сопротивление собирательной линии выбирается равным 160 Ом, что выполняется, если собирательная линия представляет собой четырехпроводный перекрещенный фидер (см. р. 27). При этом R_{cB} берется равным 200 Ом.

Высота подвеса антенны \hat{H} выбирается из условия получения максимальной интенсивности приема при заданном, наиболее вероятном угле прихода лучей Δ в соответствии с (12.11). Обычно ограничиваются высотой подвеса примерно 25... 35 м. При этом угол наклона направления максимального приема на ДВ краю диапазона получается слишком большим для протяженной линии связи.

Коэффициент направленного действия типовой антенны БС, подвещанной на высоте H=25 м. в трехкратном диапазоне волн ($\lambda=12\ldots 36$ м), изменяется примерно от 35 до 200; КУ в том же диапазоне изменяется от 4 до 30; КПД — от 15 до 38 %.

Напболее распространены антенны бегущей волны (БС-2), состоящие из двух параллельно соединенных полотен. Расстояние между полотнами типовых антени составляет 25 м. Диаграмма направленности двойной антенны в горизонтальной плоскости значительно уже, чем у одиночней антенны. Уровень боковых лепестков антениы БС-2 обычно не превышает 0,1...0.08. Коэффициент направленного действия двойной антенны больше, чем КНД одиночной антенны, в 1.5...2 раза, а КУ-в 2 раза.

Дальнейшее улучшение направленных свойств антенны может быть достигнуто расположением нескольких, например трех, двойных антени друг за другом (рис. 12.18). Каждая двойная антениа соединяется с приемником собственной филерной линией, длина которой полбирается так, чгобы ЭДС, создаваемые на входе приемника отдельными антеннами, были приблизительно синфазны. Антенны присоединяются к приемнику не непосредственно, а с помощью фазирующего устройства, которое позволяет управлять



<u>ДН</u> в вертикальной плоскости. и при изменении условий распространения наиболее эффективно использовать направленные свойства антенны («выбирать» наиболее интенсивный луч).

В тех случаях, когда необходимо уменьшить стоимость антенны бегущей волны и сократить сроки ее сооружения. можно примеиять вертикальную несимметричную антенну бегущей волны (БСВН) с резисторными элементами связи (рис. 12.19). Собирательная линия такой антенны представляет собой коаксиальный многопроводный фидер с волновым сопротивлением, равным 140 Ом. Вертикальные вибраторы через элементы связи присоединяют к внутренним проводам этого фидера.

Уровень боковых лепестков ДН антенны БСВН значительно выше, чем у антенны БС, т. е. вертикальная антенна имеет значительно меньшую помехозащищенность.

Вертикальная антенна бегущей волны совместно с горизонтальной АБВ может использоваться для сдвоенного приема с разносом по поляризации. При этом она устанавливается под горизонтальной антенной на общей площадке.

Практика показывает, что применение на КВ многоэлементных, сложных по устройству высоконаправленных антени в ряде случасв не дает выигрыша в помехоустойчивости приема. Это объясняется отсутствием сопряжения направленных свойств антенны с изменяющимися во времени направлениями прихода сигнала. Такое сопряжение в процессе приема должно производиться автоматически. Этому вопросу в настоящее время посвящен ряд работ.

12,5. ЛОГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ АНТЕННА (ЛПА)

Широко распространенные дианазопные коротковолновые антенны (горизонтальные синфазные, ромбические, антенны бегущей волны) при соответствующем выборе размеров обладают большим направленным действием при работе на оптимальной дливе волны. При изменении длины волны направленные свойства их ухудинаются, что ограничивает дианазон использования. Однако даже в рабочем дианазоне эти антенны не обеспечивают постоянства ДН. Поэтому трудко обеспечить вещанием заданный сектор пространства без ухудинения качества при изменении частоты в пределах задавного дианазона.

Постоянством ДН в весьма широком диапазоне частот обладают логопериодические антенны, принции действия и основные параметры которых рассмотрены в § 8.5. Необходимо также отметить, что использование автоматизированных передатчиков предъявляет повышенные требования к постоянству Z_{вх} антеми в рабочем диапазоне (КБВ в фидере антени таких передатчиков, как правило, не должен быть меньше 0,6 ... 0,7).

Одна логопериолическая антениа может с успехом работать во всем КВ диапазоне ($\lambda = 10$... 100 м), сохраняя при этом практически постоячные направленные свойства и высокое согласование ($K_{6 \text{ в}} = 0.6$... 0.7) с питающим фидербм.

В основном применяются плоские ЛПА с проволочными трапецеидальными, треугольными и линейными (дипольная антенна) вибраторами. Простраиственные ЛПА в диапазоне КВ получили меньшсе применение из-за чрезмерной сложности коиструкции и примерно тех же направленных свойств, которыми ооладает плоская ЛПА.

Для постоянства ДН в вертикальной плоскости на любой фиксированной длине волны в пределах заданного днапазона полотно антенны располагается под некоторым углом Д_в к поверхности земли (рис. 12.20). Для нормальной поляризации поля вибраторы антениы располагают горизонтально. При этом плоскость вектора Н совпадает с вертикальной плоскостью.

При изменении длины волны относительная высота подвеса активной зоны, которая перемещается влодь антениы, не изменяется, так как треугольники 011' и 022' являются подобными и выполняется равенство $H_{1/\lambda_1} = H_{2/\lambda_2} = \ldots =$ $=H_n$ i_{n}

В вертикальной плоскости ДН антенны определяется действием аптенны и ее зеркального изображения (рис. 12.21). Эта ДИ является результатом сложения ДН в плоскости вектора Н (в свободном пространстве), пологна антенны и полотиа зеркального изображения с учетом пространственного разноса этих полотен, определяемого углом Δ_a и едвигом фаз токов в них ($\psi{=}180$). Могут применяться также ЛПА с вертикально расположенными вибраторами (вортикальная поляризация поля).

Для сужения ДН в горизонтальной плоскости и увеличения КУ можно соединить две-три ЛПА в синфазную решетку. Чтобы ДН решетки не зависела от частоты, полотиа антенны располагаются под углом друг к другу. Для корогковолнового радновещания на средние расстояния разработана ЛПА, состоящая из трех полотен (рис. 12.22), расположенных перед вертикальным апериодическим рефлектором с некоторым наклоном, обеспечивающим расстояние активной зоны от рефлектора примерно 0,3% на любой рабочей волне (антепна предложена Э. М. Журбенко). Подбором расстояний между вибраторами и других геометрических параметров антенцы удается получить почти снифазное возбужде-



ние всех вибраторов активной области, вследствие чего излучение (в свободном пространстве) максимально в направлении, перпендикулярном оси антенны (ЛПА с поперечным излучением). При почти всртикальном размещении антенны над землей максимум ДН антенны и множителя земли (при небольших углах А) приблизительно совпадают, в результате чего суммаршия ДН в вертикальной плоскости при-





жимается к земле. При установке по обе стороны от рефлектора таких решеток обеспечивается работа в двух противоиоложных направлениях. Геометрические параметры антенны: а=16,7°: т=0,78; угод наклона к рефлектору 8°. Ширина ДН антенны в горизонтальцой плоёкости примерно 25°, в вертикальной 15°. Коэффициент усиления во весы дианазо-

При использовании в качестве собирательного фидера стандартной симметне це ниже 50. ричной линии с W = 300 Ом входное сопротивление каждой ЛПА равно примерпо 150 Ом и КБВ в интающем филере не ниже 0,5. В аптение пенальзуются плосьне проволочные вибраторы с пониженным волновым сопротивлением (W = 300 Ом). Одна такая антенна может заменить комплект четырехсекционных и четырехэтажных антени СГД с апериодическим рефлектором.

12.7. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПИТАНИЯ КОРОТКОВОЛНОВЫХ АНТЕНИ

В качестве фидеров передающих КВ антени наиболее часто используются двух. и четырехпроводные воздушные симметричные лишин (рис. 12.23.а, б - поперечное сечение). Для уменьшения излучения (аптецный эффект) применяют четырехпроводные перекрешенные филеры (рис. 12.23.8) (состоящие из соединенных перемычками крест-накрест проводов). Эти фидеры обычно выполняют из биметаллических (стальной провод, покрытый медиой оболочкой) проволов днаметром 3 ... 6 мм. Расстояние между проводами составляет 225 ... 450 мм. Двухпроводные фидеры (W=600 Ом) могут пропускать мощность до 50 кВт. четырехпроводные (W== 300 Ом) - до 100 кВт. При больщих уровнях мощности провода фидера выполняются в виде многопроволочных ийлиндров (рис. 12.23.с). При мошностях выше 250 кВ применяются многопроволочные фидеры с волновым сопротивлением W ==

Волновое сопротивление двухироводного (однопроволочного) = 120 OMфидера при 2a D «1 (что обычно имеет место)

(12.12) $W == 276 \lg (D/a).$

Четырезпроводный однопроволочный перекрещенный фидер имеет $W = 138 \log \left[D_1 \sqrt{D_1^2 + D_2^2} (a D_2) \right].$ 297



Рис. 12.23

При расчете волновых сопротивлений миогопроволочных фидеров проволочные цилиндры заменяются силошными с эквивалентным раднусом $\rho_{2} = \rho \frac{n}{\sqrt{na_{1}}\rho}$. Здесь *n* — число проволок в одном проводе (цилиндре); ρ — раднус проволочного цилиндра.

Для питания передающих антенн используют также иссимметричные концентрические многопроводные (рис. 12.24.*a*) и несимметричные илоские (рис. 12.24,*б*) многопроводные фидеры. В случае концентрического фидера многопроволочным может быть выполнен только внешний провод или оба — внешний и внутренний провода. Симметричные фидеры крепят на деревянных, асбоцементных или железобетонных опорах. Последние используются для подвески тяжелых фидеров с W = 120 Ом. К опорам фидеры крепят с помощью специальных изоляторов.

В некоторых случаях для питания КВ антени применяют коаксиальный кабель. В настоящее время выпускают коаксиальный кабель, пропускающий мощность (при k_{б,в}=1) 250 кВт.

Формулы для расчета волновых сопротивлений фидеров различных типов приводятся в [3]. В качестве фидеров приемных антенн наибольшее распространение получили воздушный четырехпроводный перекрещенный фидер (W = 208 Ом), состоящий из четырех биметаллических проводов диаметром 1.5 мм. расположенных по вершинам квадрата со стороной 35 мм; симметричный (рис. 12.24.*в*) и коаксиальный кабели.

Основным требованием, предъявляемым к фидеру приемной антенны, является отсутствие приема электромагнитной энергии (отсутствие антенного эффекта). Антенный эффект приводит к искажению ДН антенны и увеличению интепсивности приема помех.

Максимальная мощность, пропускаемая фидером, определяется



Рис. 12.24

электрической прочностью изоляторов и воздуха, окружающего фидер. Если напряженность поля превосходит некоторую определенную величину, то начинается ионизация воздуха, что может привести к его пробою. Процессы ионизации молекул сопровождаются излучением электромагнитных волн оптического диалазона. вследствие чего происходит свечение нонизпрованного объема воздуха. Столб ионизпрованного воздуха поднимается вверх, принимая форму факела («факельное истечение»). Это недопустимо, таккак может привести к перегреву и расплавлению проводов, а также потерям высокочастотной энергии. Напряженность поля, при которой можст произойти самопроизвольное образование факела, иазывается начальной. Начальная напряженность поля равна примерно 30 кВ/см. Опытным путем установлено, что допустимая амплитуда напряженности поля $E_{\rm доп}$ примерно равна 6 ... 7 кВ/см.

Максимальная напряженность поля возникает у поверхности провода. Если ток распределен равномерно по периметру проводника, то $I = 2\pi \alpha H$ (H — напряженность магнитного поля). Так как вдоль воздушной линии распространяются Т-волны, то $E = W_c H$, где $W_c = 120\pi$ Ом. и. следовательно. $E_{max} = 120\pi I/2\pi a$. Так как I = U/W, где U — напряжение между проводами линии, то

 $E_{w,u} = 60U \ (aW). \tag{12.14}$

В многопроводной линии ток, приходящийся на один провод, уменьшается в n раз (n — число пар проводов), и в данном случае 0077.7 100

$$E_{max} = 60U/(naW).$$
 (12.15)

Амплитуда напряжения в пучности напряжения связана с мощностью. передаваемой по линии, соотношением U= = $\sqrt{2PW/K_{6,B}W}$. После подстановки этого выражения в (12.15) получаем

$$E_{max} = 60 \, \sqrt{2P} / (na) \sqrt{K_{5B}W} \,. \tag{12.16}$$

Здесь Е_{тах} — амплитуда напряженности электрического поля у поверхности проводника в пучности напряжения.

Мощность, которую можно передать по воздушной линии без опасности факельного истечения, определяют из (12.16), причем заменяют Е_{тах} на Е_{доп}:

$$P_{\rm aon} = E_{\rm gon}^2 n^2 a^2 K_{\rm o, B} W/7200. \tag{12.17}$$

Если провода фидера выполнены из многопроволочных цилиндров, то

$$P_{\rm non} = E_{\rm non}^2 n^2 a^2 K_{\rm 6,B} W / 7200 \ \xi_1^2 \ \xi_2^2. \tag{12.18}$$

Коэффициенты ξ1 и ξ2, учитывающие неравномерность распределения тока по проводам цилиндра, ноказывают, во сколько раз ток в проволоке с максимальным значением тока превышает средиее значение I/n. Коэффициент §2 учитывает неравномерность распределения тока но нериметру одной проволоки.

Коэффициент 31 зависит в основном от волнового сопротивления и типа фидера. На рис. 12.25 приведены графики зависимости 5, от W для двухпроводного (кривая 1) и четырехпроводного не-

Для увеличения электрической проч-

Коэффициент полезного действия

фидера равен отношению активной мощ-



29 771 771 210 W Gemb захововно й фи**дер)**

ности, выделяемой в нагрузке на конне фидера (Рн), к полной активной мощности, подведенной к началу линни Ро.

Рис. 12.25

Можно показать, что КПД фидера

 $\eta = P_{\rm H}/P_0 = \exp(-2\alpha_{\rm th}L) \{1 + [1 - \exp(-4\alpha_{\rm th}L)]\rho^2/(1 - \rho^2)\}^{-1}$

где α_{ϕ} — коэффициент ослабления фидера; *L* — длина фидера; о коэффициент отражения от нагрузки. Коэффициент полезного действия тем выше, чем лучше согласование линии с нагрузкой. При $\rho = 0$ ΚΠД $\eta = \exp(-2\alpha_{\phi}L)$.

Коэффициент ослабления $\alpha_{\phi} = R_1/2W$, где R_1 – сопротивление фидера на единицу длины, определяется в симметричных воздушных линиях потерями в металле проводов ам. в земле аз и в окружающих предметах аок. Коэффициент ослабления

$$\alpha_{\rm M} = 5.5 \cdot 10^3 \, \text{V} \, \overline{\mu_{r/\sigma}} \, (aW \, \text{V} \, \overline{\lambda n}),$$

где о- удельная проводимость материала провода, См/см; µ_rотносительная магнитная проницаемость материала провода; пчисло пар проводов; λ — длина волны, м; а — радиус провода, MM.

Для концентрического фидера (см. рис. 12.24,а)

 $\alpha_{\rm M} = R_1 (n_1 + n_2) \xi / (2 W n_1 n_2),$

2-23

где n₂ — число проводов во внешнем цилиндре; n₁ — число проводов во внутреннем цилиндре; R_1 — погонное сопротивление одного провода; $\xi = 4n_1n_2(n_1+n_2)^2$.

Коэффициент ослабления a_3 существенно зависит от конструкции фидера, его геометрических размеров (в основном от расстояния между проводами) и высоты подвеса над землей. Подробные данные по этому вопросу приведены в [3].

12.8. О МНОГОКРАТНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ AHTEHH

На современных крупных радноцентрах антенные сооружения занимают сотни гектаров, а их стоимость доходит до 40 % всей стоимости радиоцентра. Одним из способов экономии территории и уменьшения стоимости антени является использование одной антенны для одновременной работы двух передатчиков применением специальных фильтрующих устройств. При небольших мощностях такие устройства выполняют на базе элементов с сосредоточенными постоянными, а при больших мощностях—на базе устройств с распределенными постоянными. Последние подразделяются на два класса: резонансные, допускающие изменение частот передатчиков в весьма малых пределах, и днапазонные, допускающие работу каждого передатчика в одном или нескольких участках диапазона без перестройки.

Кроме параллельного включения двух передатчиков на одну антенну возможны варианты многократного использования сложных антенн, при котором для каждого передатчика с помощью одной общей антенны формируется своя фиксированная или управляемая ДН.

Рассмотрим простейшую схему работы двух передатчиков на одну антенну, базирующуюся на применении резонансных комбинированных шлейфов (рис. 12.26). Шлейф представляет собой короткозамкнутую с обонх концов двухпроводную линию, присоединенную к фидеру антенны в некоторой точке. Общая длина шлейфа равна целому числу полуволн одного из передатчиков $(n\lambda_1/2)$. Присоединение шлейфа к фидеру (рис. 12.27) производят так, чтобы длина одной из его частей равнялась половине рабочей волны второго передатчика, т. е. $\lambda_2/2$. При таких соотношениях шлейф (пренебрегая его затуханием) представляет собой бесконечно большое сопротивление (в точках b) на волне λ_1 и короткое замыкание на волне λ_2 . При работе передатчика Π_1 на волне λ_1 шлейф *abc* длиной $l_{\rm m} = n\lambda_1/2$ имеет большое сопротивление в точках $b(Z_{Bx} \approx W_{\mu} \operatorname{tg} k_1 l_{\mu})$ и пропускает эту волну, не оказывая на нее заметного влияния. Отрезок de шлейфа def длиной $\lambda_1/2$ закорачивает фидер второго передатчика. Отрезок ре между точкой разветвления и шлейфом, длина которого $l_{\rm min} = \lambda_1/4$, трансформирует нулевое сопротивление этого шлейфа в бесконечно большое, так что волна λ_1 проходит в антенну, не испытывая отражения в этой точке, и не проходит в фидер передатчика П₂. При работе передатчика Π_2 на волне λ_2 схема работает аналогично. Таким образом осуществляется одновременная работа передатчиков на одну антенну без существенного взаимного влияния между ними. В действительности сопротивления отрезков шлейфов не равно нулю пли бесконечности из-за наличия потерь в них. Практически достаточно. чтобы длины волн λ_1 и λ_2 отличались друг от друга на 8 ... 10 %.

Недостатками данной схемы является необходимость перестройки комбинированных шлейфов и места их подключения к фидерам при смене частот передатчиков. а также возникновение в них больших токов и напряжений при небольших разносах частот. Более совершенна схема. базирующаяся на примснении удлиненных комбинированных шлейфов и диапазонного разветвления, предложениая В. Д. Кузнецовым (см. рис. 21.3 в [3]).

Кроме схем с резонансными шлейфами применяются также



схемы с мостовыми устройствами и схемы, основанные на применении направленных ответвителей [3]. Аналогичные схемы могут быть использованы для одновременной работы двух передатчиков на одну антенну в различных направлениях.

Простейший варнант системы многократного использования приемных антеин состоит в простом параллельном включении короткими линиями к одной антение нескольких приемников. В дальнейшем в эту систему были введены усилительные и распределительные устройства. В настоящее время наибольшее распространение



получила схема, показанная на рис. 12.28. Согласно этой схеме сигналы от каждой из n простых антенн, составляющих сложную AP, раздельно усиливаются идентичными усилителями Y и разветвляются в делителях \mathcal{A} на m ветвей, развязанных друг от друга. Затем ветви от всех секций антенны поступают на m фазирующих устройств Φ , в которых осуществляется сложение сигналов с определенным соотношением амплитуд и с заданным или регулируемым соотношением фаз. После фазирующих устройств сигналы сиова усиливаются и поступают через делители или коммутаторы K на приемники.

Коротковолновые настроенные (узкополосные) антенны согласуются с фидерами с помощью реактивных элементов, представляющих собой отрезки двухпроводных разомкнутых или замкнутых на конце линий (шлейфы).

Диапазонные коротковолновые антенны, входное сопротивление которых в широком диапазоне частот является почти чисто активным и мало изменяется при изменении частоты, согласуются с фидерами с помощью плавных или ступенчатых переходов (экспоненциальные, чебышевские и др.).

Глава 13. АНТЕННЫ ДЛЯ РАДИОСВЯЗИ И РАДИОВЕЩАНИЯ НА МИРИАМЕТРОВЫХ (СВЕРХДЛИННЫХ), КИЛОМЕТРОВЫХ (ДЛИННЫХ) И ГЕКТОМЕТРОВЫХ (СРЕДНИХ) ВОЛНАХ

13.1. ВОПРОСЫ РАЗРАБОТКИ СВЕРХДЛИННОВОЛНОВЫХ (СДВ), ДЛИННОВОЛНОВЫХ (ДВ) И СРЕДНЕВОЛНОВЫХ (СВ) ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН

13.1.1. ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН ДАННЫХ ДИАПАЗОНОВ И ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К НИМ

В соответствии с современными теориями считается, что СДВ ($\lambda == 10 \dots 30$ км) и ДВ ($\lambda == 1000 \dots 10000$ м) распространяются в сферическом волноводе, нижней стенкой которого является поверхность земли, а верхней- днем слой D, ночью слой E моносферы. При этом линии вектора Е почти нормальны к поверхности земли (вертикальная поляризация поля). На расстоящих r< <1000 км справедлива лучевая трактовка распространения радноволи, когда ноле представляется в виде суммы полей земной волны И пространственных волн. и-кратно отраженных от ноносферы.

Сверхллияные и ДВ сравнительно мало затухают в тракте распространения и устойчивы по отношенно к поносферным возмущениям. Вследствие этого напряженность поля в месте приема достаточно устойчива, что деллет целесообразным использование этня воли для связи на дальние расстояния, простирающиеся де антипола. К нелостатиам связи на СДВ и ДВ относится необходвмость наличия весьма мощных передатчиков, так как в этих дианазоная сравнительно высок уровень атмосферных номех, невозможно применить антеним со значительным манравленным действисм. часть электромагинтной энергии поглондается в ночве (поплощение растет с увеличением частоты). Кроме того, в этих Ананазонах исвозможно перелавать широкие полосы частот.

Сверхалинные волны и ДВ в основном используют для раднотелеграфной связи с малыми скоростями телеграфирования. Вольшое применение они находят в дальней навигации в при передаче сигналов гочного времени. что объясняется большой стабильностью амплитудных и фазовых характеристик поля. Коротковольовая часть ДВ диапазона (λ=1000 ... 2000 м) используется для раниевеннания

Еленне волны (λ =100 ... 1000 м) распространяются вдоль повержности земли (земная волна) и путем отражения от слоя Е ненееферы (пространственная волна). Земная волна значительно сыльное поглощается в почве и хуже огнбает сферическую поверхноеть земли, чем ДВ и СДВ. Дальность распространения этой вонные ограничивается расстоянием 500 ... 700 км. В ночные часы СВ мыгут распространяться на большие расстояния (до 2000 зрбо км и более) в виде пространственных волн (днем на пути распространения имеется слой D. чрезвычанно сильно поглощаю. щий СВ). Волны длиной 1000 ... 2000 м характеризуются примерно теми же условиями распространения, что и СВ. Связь на средных ьючнах устойчива только при отсутствии интерференции между земизи и пространственной волнами. что имеет место на расстрании примерно 50 ... 200 км от передатчика (зона уверенного ириема). Далев расположена зона ближнего замирания (фединга), где поля земной и пространственной воли соизмерным. Вслелстыле непрерывного изменения фазы поля пространственной водны прием в этой зоне является неустойчивым. Ближний фелинг имеег селективный характер, волны, соответствующие, различным модулирующим частотам, интерферируют по разному. Вследствие этого при присме имеют место нелинейные искажения. При дальнейшем увеличении расстояния от передатчика начинает преобладать поле пространственной волны.

Прием в зоне пространственной волны возможен только в ночные часы. Прием здесь также неустойчив, так как на значительные расстояния от передатчика могут прийти волны, отраженные 1 или 2 раза от попосферы (явление дальнего замирания), а также волил с измененной плоскостью поляризации.

Свелине волны непользуют для радиовещания (для этой цели МККР вылелен лианазон А=187 ... 2000 м) и для целей морской CRN3R.

Из-за особенностей распространения СДВ. ДВ и СВ максимум излучения антени этих диапазонов должен быть направлен вдоль поверхиости земли. Соответствующими ДН обладают несимметричиле вертикальные вибраторы (см. п. 3.5.3), создающие вертикально поляризованное поле. Применение горизонтальных антени, создающих горизонтально полябизованное поле, нецелесообразио. так кан бин слабо излучают вдоль поверхности земли. Такие антемны применяют только в качестве приемных (см. § 13.3).

Высота антенных опор определяется технико-экономическими соображениями (стоямость оноры растет примерно пропорциональко кубу высоты). Обычно на СДВ и ДВ приемлемая высота опор составляет 150 ... 250 м. Некоторые средневолновые антенны высоту до 350 и даже до 500 м. Из-за малой относительной высаты СДВ и ЛВ антени их ЛН в вертикальной плоскости

2

麗

по существу не отличаются от ДН элементарного вибратора. В средневолновом диапазоне высота антенны может быть соизмерима с длиной волны и равна обычно (0.15 ... 0.63) Л. Поэтому СВ антенны в вертикальной плоскости обладают бо́льшими направленными свойствами, что особенио важно для устранения излучения под большими углами к горизонту, увеличения зоны уверенного приема и удаления от передатчика зоны ближнего фединга.

Распределение тока вдоль СДВ и ДВ антенн обычно считается синусоидальным; вдоль СВ антенн при высоте антенны больше $0,3\lambda$ ток, как правило, считается распределенным по закону гиперболического синуса или рассчитывается методом, изложенным в § 2.2. Как указывалось в п. 3.5.3, расчет ДН вертикальных несимметричных заземленных излучателей, расположенных над идеально проводящей плоской поверхностью («землей»), на основания метода зеркальных изображений в вертикальной плоскости производится по формулам (3.34) или для очень коротких антени $(l/\lambda \leq 0, 1 -$ по формуле $f(\Delta) = \cos \Delta$ ($\Delta -$ угол между горизонтальной илоскостью и направлением на точку наблюдения). В горизонтальной плоскости излучатели не обладают направленными свойствами. Так как в действительности земная поверхность является полупроводником, то диаграмма направленности СДВ, ДВ и СВ антени в вертикальной плоскости зависит от параметров этой поверхности и от расстояния до антенны. На небольших расстояниях, для которых затухание земной волны мало, ДН можно рассчитать по формуле (3.34). При этом максимум излучения направлен вдоль поверхности земли (угол $\Delta = 0^{\circ}$). На больших расстояниях от антенны из-за поглощения земной волны в почве земной поверхности излучения нет; максимум излучения имеет место под небольшим углом Д. Для средних расстояний ДН имеет некоторую промежуточную форму.

Антенны, применяемые для радиовещания преимущественно в каком-либо определенном направлении или для радиосвязи между двумя пунктами, должны обладать однонаправленными свойствами в горизонтальной плоскости, что достигается применением двух или исскольких излучателей (связанные вибраторы).

<u>Благодаря малой относительной длине (высоте) СДВ и ДВ ан-</u> тенн их сопротивление излучения мало (десятые доли или единицы ом); оно может быть соизмеримо с сопротивлением потерь, а в ряде случаев значительно меньше последнего, вследствие чего КПД аитенны без применения специальных мер оказывается весьма шизким. Для излучения такими антеннами большой мощности токи в них должны быть большими, что приводит к большим потерям энергии в земле, элементах настройки, изоляторах и т. д.

Реактивная составляющая входного сопротивления короткой антенны весьма велика (может достигать нескольких тысяч ом) и имеет емкостный характер. Поэтому напряжение в точках питания антенны также велико: $U_0 = I_0 \gamma R_{\text{Bx}}^2 + X_{\text{Bx}}^2$, где $R_{\text{Bx}} = R_{\Sigma 0} + 306$

 $+R_{nor}$; R_{nor} — сопротивление потерь, отнесенное к току в точках питания антенны. Так как $X_{Bx} \gg R_{Bx}$, то приближенно можно положить, что $U_0 \approx I_0 X_{Bx}$.

Во избежание электрического пробоя изоляторов, факельного истечения (явление «короны») и т. д. напряжение на зажимах антенны, а также напряжение между различными ее точками и землей не должны превосходить допустимое значение. Этим ограничивается мощность, которую можно подвести к антенне.

Благодаря большому реактивному сопротивлению антенны и большому току в ней запасается большая реактивная мощность. Добротность антенны очень велика, вследствие чего такая антенна имеет очень узкую полосу пропускания, которая иногда може: оказаться недостаточной даже для медленной передачи телеграфных сигналов.

Из сказанного вырисовываются основные задачи разработки СДВ и ДВ антенн: увеличение мощности, излучаемой антенной; уменьшение напряжений в аптенне; расширение полосы пропускаемых антенной частот; увеличение КПД антенны.

Эти задачи можно решить, увеличивая сопротивление излучения, уменьшая сопротивление потерь и реактивное сопротивление антенны.

В случае СВ антенн решение поставленных задач значительно упрощается, так как эти антенны имеют сравнительно большую относительную длину и их сопротивление излучения составляет десятки ом. Однако при проектировании СВ антени возникает дополиштельная задача, заключающаяся в создании антенны, облалающей антифединговыми свойствами в широком диапазоне волн, применение которой увеличивает зону уверенного приема.

13.1.2. МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СДВ. ДВ И СВ АНТЕНН

Для увеличения сопротивления излучения без увеличения высоты антенны (см. 3.5.3), снижения потенциалов в антенне и расширения ее полосы пропускания СДВ и ДВ антенны выполняют в виде *T*-, *Г*-образных или зонтичных излучателей с весьма развитыми (состоящими из нескольких параллельных проводов) горизонтальными и вертикальными частями. При этом горизонтальная часть предназначена только для увеличения емкости антенны и почти не принимает участия в излучении, так как создаваемое ею поле компенсируется полем ее зеркального изображения. Полотно антенны содержит обычно от двух до 16 проводов. Расстояние между проводами составляет 1 ... 3 м. Для проводов обычно используется медный или бронзовый канатик диаметром 6 ... 10 мм. Концы проводов горизонтального полотна крепят к реям (рис. 13.1.а). Опорные мачты (стальные или деревянные) удерживаются в вертикальном положении с помощью нескольких ярусов от-

٩.

đ

Å.,



Рис. 13.1

тяжек. Оттяжки разрубаются изоляторами на короткие отрезки для уменьшения в них токов, наводимых полем антенны. Длина горизонтальной части может достигать 250 м и более. Один из зажимов генератора присоединяется к системе закопанных в землю проводов — заземлению (рис. 13.1.б).

Волновое сопротивление антенны с весьма развитой горизонтальной и вертикальной частями может составлять примерно 150 ... 200 Ом. Однако даже при таком низком волновом сопротивлении полоса пропускания антенны получается весьма узкой из-за малого сопротивления излучения.

Так как на СВ ист необходимости в палични у антенны развитой горизоптальной части, то обычно СВ вешательные антенны выполняют в виде антенн-мачт (рис. 13.2,а) или антенн-башен (рис. 13.2,б). Основание антенны-башни крепится к земле с помощью изоляторов; оттяжек для крепления этой антенны не требуется. Антенны-мачты поддерживаются в вертикальном положении небольшим числом оттяжек. В этих антениах генератор присоединяется к шижнему концу стальной мачты или банини, излучателем является непосредственно мачта или башия. В ряде случаев для увеличения действующей высоты антенны-мачты или аптенны-башни спабжают емкостной пагрузкой на верхнем конце. Эта нагрузка представляет собой либо металлический (сплощной или проволочный) диск. либо часть верхнего яруса оттяжек. Добавление емкостной нагрузки на вершине позволяет на 20 ... 30 % уменьшить высоту антенны. Высота антенн башен обычно составляет 60 200 м, а антенн-мачт 60 ... 350 м. Положительными свойства-МИ этих антени по сравнению с проволочными являются: наличие только одной мачты или башни (в случае проволочных антени требуется минимум две мачты), что экономит площадь антенного поля; меньшее искажение ДН в связи с отсутствием большого числа оттяжек, подъемных тросов и т. д.; большая механическая прочность.

Сопротивление излучения СДВ и ДВ антенн рассчитывается через действующую длину (высоту) антенны по формуле (3.38), если высота антенны не превышает 0,25 λ . При наличии у антенны горизонтальной части действующая высота вычисляется по формуле (3.41). Если $l/\lambda < 0,1$, то у антенны без горизонтальной части действующая высота $l_{\rm I} \approx l/2$ (см. § 3.5.3). При наличии весьма развитой горизонтальной части $l_{\rm I} \approx l$, т. е. возрастает почти в 2 раза. Таким образом, в смысле увеличения сопротивления излучения развитая горизонтальная часть антенны эквивалентна увеличению высоты антенны примерно в 2 раза. Выполнить же даже весьма развитую горизонтальную часть гораздо проще, чем увеличить высоту антенны, например, с 200 до 400 м.

Если $l/\lambda > 0,25$ (средневолновые антенны), то сопротивление излучения, отнесенное к пучности тока ($R_{\Sigma n}$), определяется по формулам, таблицам или графикам, полученным методом вектора Пойнтинга (см. § 2.4). Для определения $R_{\Sigma n}$ средневолновой нагруженной антенны можно воспользоваться методикой, изложенной в [32]. Если высота антенны не превышает (0,3 ... 0,35) λ , то активную составляющую ее входного сопротивления $R_{\Sigma 0}$ можно определить по формуле (2.31), а реактивную составляющую X_{BX} — по (2.40). Если высота антенны превышает 0,3 λ , то расчет Z_{BX} следует производить по (2.39).

Следует отметить, что при значительных размерах конструктивных узлов в основании антенны необходимо учитывать их влияние на Z_{вх} как сосредоточенных емкостей и индуктивностей.

Другой путь увеличения $R_{\Sigma 0}$ (без увеличения высоты антенны) состоит в применении сложных антени. Такая антенна представляет собой как бы несколько прилегающих друг к другу Т-образных антени, причем вертвкальные части антени (снижения) возбуж: цаются синфазно. Полное сопротивление излучения антенны со многими спижениями увеличивается в n^2 раз (n — число сниже-



иий) по сравнению с одиночной антенной [32]. Эти антенны используют на мощных СДВ и ДВ радиостанциях.

При разработке СДВ, ДВ и СВ антени стремятся уменьшить потери электромагнитной энергии и увеличить КПД антенны. Основную роль играют потери в поверхностном покрове земли («потери в земле»). который входит непосредственно в цепь тока антенны, а также в элементах настройки (особенно в удлинигельных катушках). Потери в катушках уменьшают с помощью рациональной конструкции и применения проводов с малым сопротивлением на высоких частотах. Для уменьшения потерь в земле устранвается система заземления или противовеса, идея которой состоит в уменьшении токов, текущих непосредственно в верхнем слое почвы. Заземление может быть выполнено в виде системы закопанных в землю на небольшую глубину (примерно до 0,5 м) радиальных проводов, соединяемых в центре вместе и присоединяемых к зажиму генератора (см. рис. 13.1,б). Так как удельное сопротивление проводов заземления значительно меньше сопротивления почвы, то большая часть замыкающихся на землю токов течет к зажиму генератора по этим проводам, вследствие чего уменьшаются потерії в земле.

Противовес выполняется в виде сети проводов, подвешенных под антенной на небольшой высоте над землей. Все провода соединяют вместе и присоединяют к одному из зажимов генератора. При этом бо́льшая часть ответвляющихся от антенны на землю токов смещения перехватывается проводами противовеса и в виде токов проводимости направляется к зажиму генератора. Обычно прогивовесы применяют на СВ в случае ночвы, малопригодной для устройства заземления (твердая или плохо проводящая почва), а также на КВ для передвижных ралностанций с несимметричными вертикальными антеннами.

Заземление или противовес должны охватывать площадь, на которой концентрируется основная часть поля ближней зоны. Число радиальных проводов зазсмления обычно составляет 80

120. У вертикальных антени без горизонтальной части или у зоптичных антени все радиальные провода имеют одинаковую длину, превосходящую на 10 ... 20 % высоту антенны. В случае Т- или Г-образных антени длина проводов заземления (противовеса) увеличивается по мере приближения к проекции горизонтальной части антенны на землю и примерно на высоту мачты должна превосходить значение этой проекции. В ДВ и СДВ нередатчиках большой мощности иногда применяют сложные (секцисипрованные) заземления. С помощью таких заземлений, а также специальных мер для уменьшения потерь в элементах настройки удается даже на СДВ получить КПД антенны. близкий к 90 %.

Допустимая мощность в антенне определяется нормальной к проводнику составляющей напряженности электрического поля $E_{\rm eff}$, при которой может произойти электрический пробой изоляторов или начинается ионизация воздуха вблизи антенны (явление «короны»), а также током, при котором возникает нагрев проводов. Допустимое значение E_n у проводов должно быть меньше критического (см. § 12.2) и составлять 6 ... 7 кВ/см. Допустимое значение E_n на изоляторах считается равным 1 кВ/см. При синусоидальном распределении тока составляющая E_n может быть определена по (12.7).

В случае вертикальной антенны с горизонтальной частью (рис. 13.3) напряжение в любом сечении эквивалентной вертикальной антенны $U_z = U_n \cos k (l + b_3 + z)$, где $U_n -$ амплитуда напряжения в пучности напряжения (точка C); $b_3 -$ эквивалентное удлинение (см. п. 3.5.3).

Напряжение между концом вертикальной части действительной антенны (точка *B*) и землей

 $U_B = U_n \cos k b_{\vartheta}. \tag{13.1}$

Из теории длинных линий известио, что напряжение и ток в соответствующих пучиостях связаны соотношением

$$U_{\rm n} = I_{\rm n} W_{\rm B}. \tag{13.2}$$

где $W_{\rm B}$ — волновое сопротивление вертикальной части антенны; $I_{\rm n} = I_0 / \sin k l_3$. (13.3)

Заменяя в (13.1) U_n выражением (13.2) и подставляя вместо I_n выражение (13.3), получаем

 $U_B = I_0 W_B \cos k b_0 / \sin k l_0. \tag{13.4}$

Напряжение в действительной антение максимально на конце горизонтальной части (точка A). Так как вдоль горизонтального отрезка AB напряжение распределено по закону $U_x = U_{Amax} \times \cos k (b-x)$, где x — текущая координата, отсчитываемая от точки B, то напряжение на конце вертикальной части антенны (точка B) и максимальное напряжение в точке A связаны соотношением

 $U_B = U_{A max} \cos kb. \tag{13.5}$

Приравнивая (13.4) и (13.5), находим

$$U_{A max} = \frac{l_0 W_B \cos kb_3}{\cos(kb) \sin kl_3}.$$
(13.6)

Из данного выражения видно, что для снижения напряжения в антенне необходимо: при заданной подводимой мощности уменьшать ток I_0 (т. е. увеличивать сопротивление излучения антенны); уменьшать волновое сопротивление вертикальной части антенны, т. е. увеличивать емкость снижения; увеличивать эквивалентное удлинение b_3 , для чего. как видно из (3.39), следует уменьшать отношение W_r/W_B , т. е. увеличивать емкость горизонтальной части антенны по сравнению с вертикальной ($C_{1r} > C_{1B}$). Отметим, что выражение (13.6) справедливо также для Т-образных и для зонтичных антенн. Во всех случаях под *b* следует понимать длину одного плеча (луча).

Напряжение $U_{A max}$ не должно превышать допустимую величину, т. е. $U_{A max} \ll U_{\text{доп}}$. Мощность, подводимая к антенне, $P_0 = -I_0^2 R_{\text{вх}}/2$. Подставив сюда вместо I_0 его выражение из (13.6), получим формулу для расчета допустимого значения подводимой к антенне мощности:

$$P_{0,\text{row}} = -\frac{R_{\text{BY}}}{2} - \left(-\frac{U_{A,\text{row}}\cos kb\sin kl_{9}}{W_{\text{B}}\cos kb_{9}}\right)^{2}.$$
 (15.7)

Для антенны без горизонтальной части (b=0) выражение (13.7) принимает вид

$$P_{0 \text{ AOH}} = \frac{R_{\text{BX}}}{2} \left(\frac{U_{A \text{ gon}}}{W_{\text{B}}} \sin kl \right)^2.$$

В тех случаях, когда $l/\lambda \ge 0.35$, ток в антенне следует считать распределенным по закону гинерболического сипуса или определять методом интегрального уравнения Халлена (см. § 2.2). Формулы для расчета потенциалов на антеннах-мачтах различных тинов, а также на изоляторах оттяжек приводятся в [32]. Для расчета $P_{0,0,r}$, допустимой величины E_r , а также других величин необходимо знать волновые сопротивления различных частей антенны.

Волновые сопротивления СВ, ДВ и СДВ антени рассчитывают через статические емкости [см. (2.4)], которые определяют каким-либо приближенным метолом (например, методом Хоу [1]). Если антениа состоит из нескольких разнородных частей, то волновые сопротивления определяют для каждой части отдельно с учетом их взаимного влияния. На основании имеющегося опыта для инженерных расчетов волнового сопротивления вертикальной антенны можно рекомендовать формулу

$$W_{\rm B} = 60 \cdot \ln \frac{l}{R_{\rm S}} = 0.09$$
 (13.8)

где 1- высота антенны; R_{+} -эквивалентный радиус понеречного сечения антенны. Для мачт сравнительно небольшого квадратного или треугольного сечения R_{+} можно определить по формуле R_{5} = = $p/2\pi$. где p- периметр понеречного сечения. Формула (13.8) может также применяться для проволочных вертикальных антенн в виде цилиндра, конуса и плоской сети (ряд параллельных проеодов). В [32] приводятся формулы для расчета R_{5} таких антенн. Там же приводятся формулы для расчета R_{5} и волнового сопротивления антенн-мачт различных тинов и антенн, состоящих из вертикальных и наклонных частей.

При большом числе проводов в полотне антенны Б. В. Брауде

предложил заменять при вычислении W_a такие полотна сплошными металлическими поверхностями.

Антенны СВ, ДВ и СДВ вместе с элементами настройки и согласования обычно образуют систему, аналогичную резонансному контуру. Полоса пропускания таких антени опредсляется зависимостью полного входного сопротивления (входное сопротивление самой антенны плюс сопротивление упомянутых элементов) ог частоты (направленные свойства антенны в пределах требуемой полосы пропускания изменяются мало). По аналогии с резонансным контуром под нолосой пропускания антенны подразумеваюг полосу частот, на краях которой амплитуда тока в антенне при нсизленном напряжении на се входе уменьшается не больше чем в 12 раз по сравнению с амплитудой тока при резонансе (для передачи высококачественного ратиовешания полоса пропускания эквивалентного контура должна быть не меньше <u>+8</u> кГц). Фаза тока в пределах полосы пропускания должна изменяться линейно при изменении частоты и симметрично относительно резонансной частоты (f₀). Легко показать, что на границах полосы пропускания реактивная составляющая полного входного сопротивления антенны (с учетом элементов настройки и связи) должна равняться активной составляющей входного сопротивления, которую в пределах полосы пропускания можно считать равной ее значению при резонансе.

Интересно отметить, что при наличии фидера полоса пропускания аптенной системы у передатчика $2\Delta f_{\rm fn}$ оказывается меньше полосы пропускания собственно ангенны с элементами настройки $2\Delta f$ и приближенно может быть рассчитана по формуле $2\Delta f_{\rm fn} = = 2\Delta f/(1+0.21 \, {\rm ML})$, где $L = длина фидера, км; 2\Delta f =$ полоса пропускания, кГц.

Рассмотрим антенну, работающую в режиме большого удлинения (см. п. 3.5.3 и рис. 3.24, **e**). В данном случае $\lambda_p \gg \lambda_0$ или $l_s \ll \lambda_p$, где λ_0 собственная длина волны антенны; λ_p — рабочая длина волны. Представим эту антениу в виде последовательного колебательного контура, состоящего из реактивного входного сопротивления $X_{ay} = -i W_{\rm B} {\rm ctg} k l_3$, имеющего в данном случае емкостный характер, индуктивности удлинительной катушки L_y (рис. 3.24, **e**) и сопротивления $R_{\rm Bx} = R_{\Sigma 0} + R_{\rm not}$. Относительная полоса пропускания такого контура при работе вблизи резонанса $2\Delta f / f_p = Q_a$. где Q_a – добротность антенны, как известно равная

$$Q_{a} = X_{BX,p} \quad R_{BX}, \tag{13.9}$$

где $\dot{f}_{\rm p}$ — резонансная (рабочая) частота антенного контура; $X_{\rm bx,p}$ — реактивная составляющая входного сопротивления антенны при $j = \dot{f}_{\rm p}$.

Так как в данном случае $k_p l_3 = 2\pi l_3 / \lambda_p \ll 90^\circ$, то ctg $k_p l_3 \approx 1/k_p l_5$ н $X_{\text{вх.}p} \approx W_B / k_p l_3$. Следовательно. $Q_A \approx W_{\rm B}/k_{\rm p}l_{\rm 9}R_{\rm 8x}$ и относительная полоса пропускания $2\Delta j' f_{\rm p} = R_{\rm Bx}k_{\rm p}(l+b_{\rm 9})/W_{\rm B}$. Таким образом, для увеличения полосы пропускания антенны следует увеличивать $R_{\rm Bx}$ (за счет увеличения сопротивления излучения), уменьшать волновое сопротивление антенны и увеличивать ее эквивалентную длину.

Б. В. Брауде показал, что КПД СДВ антенны и рабочая полоса пропускания антенного контура при данных длине волны и добротности элементов настройки определяются только объемом. занимаемым антенной системой, и не зависят от конфигурации этого объема.

Полоса пропускания антенн, работающих в режиме удлинения или укорочения (см. рис. 3.24,б) — как правило, это СВ антенны. — обычно определяется по графикам полных входных сопротивлений.

13.1.3. ПИТАНИЕ СДВ, ДВ И СВ АНТЕНН

Питание проволочных антенн передатчиков небольшой мощности может осуществляться путем передачи электромагнитной энергин из выходного контура генератора с помощью специальных элементов связи в снижение антенны, которое вводится непосредственно в здание радиостанции. Средневолновые антенны (антеннымачты и антенны-башин), а также ДВ антенны достаточно мощных передатчиков питаются с помощью несимметричных экранированных фидерных линий (коаксиальные кабели). Наибольшее распространение получили концентрические многопроводные фидерные линии, состоящие из внутренией и наружной систем проводов (см. рис. 12.24,*a*). При расчете волновых сопротивлений таких линий внутренняя и наружная системы проводов обычно заменяются эквивалентными цилиндрами (см. § 12.7). При достаточно густой наружной системе проводов волновое сопротивление фидерной линии

$$W = 138 \lg (\rho_{\text{Hap},3} / \rho_{\text{BH},3}), \qquad (13.10)$$

где $\rho_{\text{Hap.9}}$ и $\rho_{\text{BH.9}}$ — эквивалентные радиусы наружного и внутреннего цилиндров.

Волновое сопротивление фидерной линии выбирается в зависимости от мощности передатчика *P*. При *P*=60 кВт *W*=240 Ом; при *P*=150 кВт *W*=150 Ом; при мощности до 500 кВт и выше *W*= =60 Ом.

Максимальная мощность, которую можно передать по фидеру,

$$P_{max} = \frac{E_{\pi,\pi}^2 a_{\rm BH}^2 W^2 k_1 K_{\delta,B} a_{\rm PH}^2}{7200}$$
(13.11)

где $K_{6,\text{в}}$ — КБВ в фидере; k_1 — коэффициент, учитывающий амплитудную модуляцию (обычно k_1 =0,5); $E_{\text{п.д}}$ —допустимое значение напряженности поля у поверхности провода (обычно $E_{\text{п.д}}$ =6000...



... 8000 В/см; а_{вн}, мм. Исходя из электрической прочности изоляторов допустимая мощность

$$P_{10H} = \frac{(E_{\Pi,1} l_{H3})^2 K_{5,B}}{W}$$

где $E_{n,q}$ принимается для изоляторов равной 1000 В/см; l_{n_3} — длина диэлектрика изолятора.

Для передачи от генератора в антенну максимальной мощности фидер должен быть нагружен на сопротивление $R_{\rm H}$, равное его волновому сопротивлению W, т. е. должен работать в режиме бегущей волны. Генератор в этом случае нагружен на сопротивление, равное W. Задачу согласования антенны с фидером можно расчленить на две части: 1) настройка антенны в резонанс путем компенсации реактивной составляющей ее входного сопротивления $X_{\rm BX}$; 2) трансформация сопротивления антенны $R_{\rm BX}$ в величину, равную W. Согласование осуществляется либо с помощью специальных элементов связи в виде сосредоточенных реактивных сопротивлений — катушек индуктивности у конденсаторов, располагаемых в специальных помещениях (антенные павильоны), либо с помощью отрезков длинных линий (короткозамкнутые шлейфы).

Для уяснения методики расчета элементов связи рассмотрим схему, изображенную на рис. 13.4, а. Пусть $X_{\rm H}$ — элемент настройки; $X_1 = 1/\omega C_{\rm CB}$ — емкость; $X_2 = \omega L_{\rm CB}$ — индуктивность. Если с помощью элемента настройки антенна настроена в резонанс ($X_{\rm H}$ — -- $X_{\rm BX}$ =0), то сопротивление в точках 1,1

$$\underline{Z}_{II} = \frac{R_{B_{\Lambda}} i \omega C_{CB}}{R_{B_{\Lambda}} - 1/i \omega C_{CB}} = R_{B_{\Lambda}} (1 - i \omega C_{CB} R_{B_{\Lambda}})$$

или, освобождаясь от мнимой части в знаменателе,

$$\underline{Z}_{II} = R_{B_{N}} (1 + \omega^{2} C_{CB}^{2} R_{BX}^{2}) - i \omega C_{CB} R_{BX}^{2} / (1 + \omega^{2} C_{CB}^{2} R_{BX}^{2}).$$

Условие работы фидера в режиме бегущей волны выполняется, если на его конце сопротивление равно *W*, что имеет место при

$$R_{\rm BX/}\left(1+\omega^2 C_{\rm CB}^2 R_{\rm BX}^2\right)=W;\quad \omega L_{\rm CB}-\frac{(\omega C_{\rm CB} R_{\rm BX}^2)}{(1-\omega^2 C_{\rm CB}^2 R_{\rm BX}^2)}=0,$$

где L_{св} — индуктивность, включаемая для компенсации реактивной составляющей сопротивления Z₁₁. Из этих уравнений определяют-

ся неизвестные величины Сов и Loв:

$$C_{\mathbf{c}_{\mathbf{B}}} = \frac{1}{\omega k_{\mathbf{B}}^{\prime}} \sqrt{\frac{\bar{R}_{\mathbf{B}_{\mathbf{X}}}}{W'}} - 1; \quad L_{\mathbf{c}_{\mathbf{B}}} = \frac{W}{\omega} \sqrt{\frac{\bar{R}_{\mathbf{B}_{\mathbf{X}}}}{V'}} - 1. \quad (13.12); \quad (13.13)$$

Из этих формул видно, что данная схема может работать только пьи условии К_{вх}/W>1. Если R_{вх}/W<1, то можно использовать схему рис. 134.6.

Если ачтенна не настроена в резонанс, т. е. Х_{их} +Х_н≠0, то расчет элементов связи можно выполнить по формулам, имеющимся в [32].

13.2. СРЕДНЕВОЛНОВЫЕ ВЕЩАТЕЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

Для радновешания на СВ в основном применяют антенны-мачты различных тинов. В антеннах-мачтах с изолированным основанчем (см. рнс. 13.2) вчутренняя система проводов концентрической линич присоединяется к нижнему концу мачты, наружная — к заземлению. При этом изолятор не только отделяет антенну от земли, що и является опорой мачты. Этот изолятор должен обладать высокой электрической и механической прочностью, так как масса опирающейся на изолятор мачты может быть 100 ... 200 т.

Вследствие неравномерного распределения давления по поперечному сечению изолятора и по другим причинам возможны механические повреждения опорных изоляторов, что может привести к серьезной аварии. Применение опорных изоляторов удорожает стоимость антенны и понижает належность ее работы. Поэтому значительный интерес представляют не требующие опорных изоляторов антенны мачты с заземленным основанием, которые устанавливают на металлических подпятниках, укрепленных на предном железобетонном основании.

Существуют лва тира антени-мачт с заземленным основанием: с ищитовый питанием и с верхним питанием, предложениая Г. З. Айзенбергом. В случае антениы с шунтовым питанием (схема антение и Баспределение тока на ней изображены на рис. 13.5) ингражение высокой частоты подводится к некоторой точке а



Мачты с помощью наклопного провода, являющегося продолжением виутрешиего провода коакспальцой лиции. При этом нижняя l₁ (шунт) и верхняя часть l₂ мачты включены относительно филера параллельно. Распределение тока вдодь мачты оказывается неравцомерным (уменьшается лействуюцая высота), что является ислостатком такой антенны. Щирокое применение получили антенны-

мачты шунтового питания с пониженным волновым сопротивлением. Электрическая схема такой аптенны показана на рис, 13.6. Заземленшая мачта окружается системой излучающих проводов, расположешных по образующей внешнего цилипдра ралиусом R. У основащия эти провода изолируются от ствола мачты и соединяются с собирательным кольцом, к которому подводится питание. Шунтом l_1 служит часть ствола мачты от основания до перемычки Π . которая соединяет его с системой излучающих проводов. При этом точка а на мачте, к которой подводится напряжение высокой частоты, находится в месте присоединения перемычки Π к стволу мачты. Увеличение поперечного сечения мачты с помощью проволочного цилиндра снижает волновое сопротивление антенны, что позволяет вместить в нее большую мощность и улучшить се диапазонные свойства. Высота шунтовых антенн-мачт обычно выбирается в пределах 0,15 $\leq l/\lambda \leq 0,5$.

Рис. 13.6

Для уяснения принципа действия антенны-мачты верхнего питания представим ее в виде круглого металлического цилиндра с эаземленным основанием, внутри которого крепится на изоляторах вертикальный провод (рис. 13.7, а). К верхнему концу этого провода, выходящему за пределы цилиидра, присоединяется металанческий диск, представляющий собой емкостную нагрузку. Конструктивно обычно эта нагрузка -- часть верхнего яруса оттяжек, а цилиндр - мачта обычного типа. Питание от генератора к антенне подводится коаксиальной линией, оболочка которой присоздиняет. ся к телу мачты, а внутренний провод -- к внутреннему проводу мачты. Таким образом, цилиндо (мачта) и его внутренний провод представляют собой коаксиальную липию большого полеренного сечения. Благодаря тому что внутвенний провод выходит за пределы цилиндра и имеет нагрузку на верхнем конис, ток, текущий по внутренней ловерхности цилиндра, продолжается и на его внешней поверхности. Токи, текущие по наружной поверхности мачты (цилиндра), излучают электромагнитное поле. Поэтому с точин эрения излучения генератор как бы включается между тонкамы а



и b, т. е. находится на вершине мачты (рис. 13.7, δ). У заземленного основания мачты (точка 0) всегда имеет место пучность тока (используя метод зеркальных изображений, легко показать, что точка 0 является точкой короткого замыкания).

Антенна-мачта верхнего питания имеет более равномерное распределение тока, бо́льшую действующую высоту и бо́льшее сопротивление излучения, чем антенна-мачта шижнего питания.

Для увеличения зоны уверенного приема следует уменьшать излучение антенн под углами, большими 45° к горизонту, так как углы прихода пространственных воли в зоне ближнего феднига составляют 45... 85°. Антенны, которые имеют в вертикальной плоскости ДН, обеспечивающие максимальное излучение вдоль поверхности земли и слабое излучение (не более 10... 15% значения напряженности поля в горизонтальном направлении) под сравнительно высокими углами (начиная от 40... 50°), называются антифединговыми. Наилучший ДН с точки зрения антифединговых свойств обладает антенна с относительной длиной (высотой) $l/\lambda = =0,53$ ($kl=190^\circ$) (рис. 13.8 — сплошная линия).

Применение антифединговых антени позволяет в 2... 2,5 раза увеличить зону уверенного приема по сравнению с короткой антенной. Следует иметь в виду, что чем тоньше антенна (чем больше ее волновое сопротивление), тем лучше проявляются ее антифединговые свойства. При увеличении толщины антенны возрастает ток в узле (рис. 13.8 — штрихованная линия), расширяется боковой лепесток и получается излучение под наиболее опасными с точки зрения ближнего фединга углами. Большое волновое сопротивление приводит к возрастацию потенциалов в антенне (синжению допустимой мощности) и уменьшению полосы пропускания. Поэтому волновое сопротивление следует выбирать с учетом получения достаточно хороших антифединговых свойств, необходимой полосы пропускания и заданной мощности.

В качестве антифединговых антенн могут применяться как антенны-мачты с изолированным основанием, так и антенны-мачты с заземленным основанием. Антифединговые антенны получили практическое применение в средневолновом вещательном диапазоне (λ =187...570 м), так как на более длинных волнах требуются антенны большой высоты (500 ... 1000 м). Желательно, чтобы антифединговая антенна сохраняла свои свойства в широком днапазоне волн.

Проволочные аптенны и антенны-мачты с заземленным или изолированным основанием не могут работать во всем радиовещательном диапазоне (200... 2000 м). Рабочий диапазон со стороны длинных волн ограничивается уменьшением сопротивления излучения и соответствующим уменьшением КПД; со стороны коротких волн он ограничивается резким уменьшением излучения вдоль поверхности земли, если $l/\lambda > 0,7$. Предложенная Г. З. Айзенбергом широкодиапазопная антенна с регулируемым распределением тока (APPT) может обеспечить работу во всем вещательном диапазоне на волнах 200... 600 и 600... 2000 м. При этом в диапазоне 200... ... 600 м эта антенна обладает антифединговыми свойствами.

Один из вариантов антенны АРРТ представляет собой антеннумачту высотой 260 м, изолированную у основания (рис. 13.9, a). Нижняя часть мачты *H*, составляющая 1/3 ее высоты *l*, окружена цилиндрическим экраном диаметром примерно 10 м, состоящим из 9—12 проводов. Нижние концы этих проводов присоединяются к оболочке проволочной коаксиальной линии, идущей от генератора. В первом приближении провода экрана можно рассматривать как сплошной цилиндр и всю нижнюю часть антенны, охватываемую этим цилиндром, рассматривать как коаксиальную линию.

Для снижения волнового сопротивления антенны (до 170 100 Ом), соответствующего расширения полосы пропускания и увеличения предельной мощности передатчика (больше 150 кВт) верхняя часть мачты окружается проволочным цилиндром, изолированным от нижнего цилиндра. Нижние и верхние концы проводов верхнего цилиндра присоединяются соответственно к началу верхней мачты и к ее верхнему концу.



Рис. 13.9

Точками включения генератора можно считать точки a, b(верхние концы нижней части мачты и нижнего цилиндра). Излучение создается токами, текущими по проводам нижнего и верхнего цилиндров (рис. 13.9,6). Заметим, что ток, вышедший в точке bна наружную поверхность нижнего цилиндра, совпадает по фазе с током, текущим по верхней части антенны. Распределение тока можно регулировать включенным между землей и нижним концом проволочного экрана переменным реактивным сопротивлением $X_{\rm s}$. Оно выполняется в виде короткозамкнутого шлейфа, в качестве которого используется внешний экран питающей линии. Величина $X_{\rm s}$ регулируется перемещением короткозамыкателя. Пучность тока находится в точке короткого замыкания и перемещается при передвижении короткозамыкателя. В диапазоне 600 ... 2000 м антенна работает без регулировки распределения тока. В этом режиме она имеет повышенное сопротивление излучения.

Для расширения зон вещания СВ радиостанций целесообразно применять антенны, имеющие более узкие ДН в вертикальной плоскости. чем рассмотренная антенна, и малый уровень излучения за пределами главного лепестка. Такой антенной является АРРТ с двумя точками питания [32]. Антенна имеет высоту 320 м, основание мачты заземлено.

Особенностью антени АРРТ является весьма слабая зависимость ДН от W_a . Это объясняется тем, что питание к антение подводится не у ее основания, а на высоте $H=(0,3\ldots,0,5)$ *l*, вследствие чего характер распределения тока слабо зависит от W_a и близок к синусондальному. Поэтому даже при инзком W_a (100 170 Ом) антифедниговые свойства остаются хорошими. Методика расчета АРРТ содержится в [32]).

В ряде случаев желательно для радиовещания на СВ применять антенны, обладающие направленным действием в горизонтальной плоскости. Это позволяет распределить излучаемую мощность по заданным направлениям, а также уменьшить взаимные помехи радиостанций.



Рис. 13.10

обеспечения вешанием Лля территории, имеющей форму сектора, разработана антенная система, состоящая из четырех антенн-мачт, расположенных по вершинам квадрата [32]. Две из них интаются от передатчика, две другие выполняют роль пассивного рефлектора (рис. 13.10). Комбинируя с помощью соответствующей системы коммутации различным образом внбраторы, работающие в качестве антени и рефлекторов, можно получить четыре обслуживаемых сектора. Наиболее эффективной является антенная система, состоящая из четырех антенн АРРТ, отличающихся от других антени-мачт хорошими антифединговыми свойствами в широком диапазоне воли и более высоким КУ. Для получения антифединговых свойств в диапазоне 185 ... 570 м и оптимального рефлектирующего действия высота мачт выбирается равной 257 м, а расстояние между ними 70 м.

Для обслуживания вещанием территорий, удаленных на значительные расстояния, разработана СВ антенная система, состоящая из восьми антенн-мачт, расположенных в два ряда. Четыре мачты, расположенные в одном ряду, питаются от передатчика, четыре другие выполияют роль пассивного настроенного рефлектора. Расстояние между рядами составляет 75 м. Антенна имеет управляемую ДН в секторе $\pm 30^\circ$. Коэффициент усиления антенной системы в днапазоне 185 ... 575 м изменяется от 28 до 5. В качестве излучателей выбраны антенны-мачты шунтового питания с пониженным волновым сопротивлением (W_a =150 Ом). Снижение W_a лостигается подвеской вокруг ствола мачты проволочного цилиндра диаметром 15 м, выполненного из 15—16 проводов диаметром 16 мм. Провода цилиндра на верху мачты и на высоте 0,5*l* соединяются с заземленным стволом мачты. Высота антенны-мачты *l*= =110 м.

Развитие техники прочных полимерных пленок создало условия для разработки новых конструкций антенн. В СССР Г. З. Айзенбергом и В. Н. Урядко разработана *пневматическая антенна-мачта* из прочных полимерных материалов. Она представляет собой усеченный конус высотой 60 м, выполненный из высокопрочного полимера, поддерживаемый избыточным давлением воздуха (давление в баллоне несколько выше атмосферного). В качестве излучателей используют либо металлические оттяжки, предназначенные в то же время и для поддержки антенны в вертикальном положении, либо систему проводов, облегчающих цилиндр. Преимущество таких антени состоит в быстроте установки, возможности регулировання высоты и др.

При размещении на площадке ограниченных размеров нескольких антени-мачт необходимо принимать меры для уменьшения электромагнитной связи между ними, приводящей к искажению ДН антени, т. е. улучшать ЭМС антени. Проведенные в этом направлении работы показывают, что необходимо производить специальную настройку антенн включением в них настроечных сопротивлений $X_{\rm H}$ совместно с фильтрами. Значения настроечных сопротивлений зависят от расстояния между антеннами и от их высоты [33].

Puc. 13.11

13.3. ПРИЕМНЫЕ ДЛИННОВОЛНОВЫЕ И СРЕДНЕВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ

Приемные СДВ, ДВ и СВ антенны значительно отличаются от передающих как по конструктивному выполнению, так и по типам. Для приемных антени отсутствуют проблемы, связанные с подведеннем больших мощностей к антение и возникновением в ней больших потенциалов. У этих антени КПД до определенного минимума также не имеет существенного значения. В рассматриваемых лиапазонах волн атмосферные и промышленные помехи, а также помехи от других радиостанций имеют большое значение, и для увеличения отношения сигнал-шум необходимо применять антенны, обладающие более или менее значительным направленным действнем. Однако применение таких антени из-за их больших размеров возможно только при профессиональном радноприеме, да и то не всегда. Как правило, профессиональный прием радновещания осуществляется за счет земных воли, что обеспечивает требуемое качество.

Основными видами приемных антеин являются вертикальные несимметричные антенны, рамочные антенны различных тинов, антенны бегушей волны.

Вертикальные Т- и Г-образные автенны отличаются от нередающих только меньшими размерами и конструктивным выполнением. Вертикальная l_в и горизонтальная l_г части этих антени выполняются из одного провода, при этом $l_{\rm B}$ =10 ... 15 м, $l_{\rm F}$ =20 ... 30 м. Действующая длина такой аптенны $l_a \approx l_B$. Заземление выполняется либо в виде железного оцинкованного листа, закопанного в землю на глубину 1,5... 2 м и соединенного с приеминком, либо в виде оцинкованной стальной трубы.

Рамочная антенна представляет собой один или несколько последовательно соединенных витков провода. При этом витки могут иметь различную форму (круглую, прямоугольную, треуголыцую и т. д.). Плоскости витков располагаются перпеидикулярно поверхности земли (вертикальная рамка). Рамочные антенны применяют в качестве приемных антени для радносвязи, радновещания и различных специальных целей. Размеры рамочных антепн изменяются в широких пределах — от маленьких (десятки сантиметров) многовитковых рамок с магнитоднэлектрическими сердечниками, помещаемых внутри приемников, до наружных, устанавливаемых на антенном поле рамок, лицейные размеры которых могут превышать 100 м. Размеры всех (даже самых больших) рамочных антенн, применяемых в диапазонах СДВ, ДВ и СВ, малы по сравнению с длиной волны. Поэтому эти рамки могут считаться элементарными (ток по периметру рамки не изменяется ни по величине, ни но фазе).

Если на прямоугольную одновитковую рамку (рис. 13.11, a), боковые стороны которой *ab* и *се* перпеидикулярны горизонтальной



плоскости, падает илоская вертикально поляризованная волна, направление прихода которой составляет угол с с плоскостью рамки (рис. 13.11.0), то напряженность электрического поля в точке а $\vec{E}_1 = E_0 \exp \left[\left(-i k d \cos \varphi / 2 \right) \right]$, где E_0 — напряженность поля в центре рамки. Соответствению в точке с напряженность поля Е2= $=E_0 \exp \left[\left(ikd \cos \varphi/2 \right) \right]$. Так как рамка является элементарной, то ЭДС, наводимые в проводах 1 и 2 рамки, определяются выражениями

$$\mathscr{E}_1 = E_0 h \exp\left[\left(-\frac{i}{k}d\cos\varphi\right)/2\right];$$

 $\mathscr{E}_2 = E_0 h \exp \left[(ikd \cos \varphi)/2 \right].$

Эти ЭДС одинаковы по величине, но сдвинуты по фазе из-за разпости хода лучей и действуют навстречу друг другу. Результирующая ЭДС на зажимах рамки равна их разпости:

 $\mathscr{E}_{v} = \mathscr{E}_{2} - \mathscr{E}_{1} = i 2E_{0}h \sin \left[(kd\cos \varphi)/2 \right].$

Так как размеры рамки малы и $d/\lambda \ll 1$, то синус можно заменить его аргументом. Тогда

 $\mathscr{E}_{\mathbf{P}} = \mathbf{i} E_0 k dh \cos \varphi.$

(13.14)

Как следует из данной формулы, ДН рамки представляет собой правильную восьмерку. Фаза ЭДС измеияется на обратную при изменения направления прихода волны на 180°. Если волна приходит с направления, перпендикулярного плоскости рамки (ф=90°), то наводимые в проводах 1 и 2 ЭДС 81 и 82 имеют одинаковые фазы (разность хода лучей равна нулю) и результирующая ЭДС равна нулю. В этом случае ток в рамке отсутствует и напряжение на зажимах равно пулю — приема нет. Максимум приема получается в том случае, когда направление прихода волны совпадает с плоскостью рамки (¢=0).

Применяя понятие действующей длины к рамочной антение на основанни (6.12), получаем $l_{z} = \mathscr{E}_{p}/E_{0} = \frac{2\pi}{\lambda}S$, где S – площадь, охватываемая рамкой. Если рамка имеет большой периметр (р> >0.14), то l, рассчитывается по формуле, приведенной в [32].

Так как действующая длина рамки весьма мала, то сопротив-323 21*

ление излучения также мало (даже у больших наружных рамок оно составляет только десятые доли ома). Сопротивление излучения рамочной антенны значительно меньше сопротивления потерь и КПД антенны очень мал. По этой причине рамочные антенны не применяются обычно в качестве передающих (исключение составляют радномаяки). Для увсличения действующей высоты рамочной антенны применяют многовитковые рамки, при этом \mathcal{E}_p увеличивается в *n* раз (*n* — число витков).

Реактивная составляющая входного сопротивления рамки обычно имеет индуктивный характер (короткозамкнутая лиция малой длицы), и для ее компенсации (настройка рамки в резонанс) включается конденсатор. При настройке колебательного контура рамка — конденсатор напряжение на зажимах приемника возрастает в Q раз, где Q — добротность контура рамки. Действующая длина настроенной рамки возрастает также в Q раз. Добротность контура рамки может достигать значения 200 ... 300.

Для увеличения отношения сигнал-шум ДН рамки необходимо поверпуть так, чтобы направление прихода помехи совпадало с перпендикуляром к плоскости рамки. Первостепенное значение для качества приема имеет глубина минимумов ДН рамки. Минимумы в ДН равны нулю только в случае полной электрической симметрии рамки, которая нарушается, если провода 1 и 2 рамки представляют собой различные сопротивления для протекающих по ним токов (например, если стороны рамки имеют разные емкости на землю из-за их неодинакового расположения по отношению к ней или каким-либо предметам), а также в случае присоединения рамки к несимметричному входу приемника.

Если сопротивления вертикальных сторон рамки неодинаковы, то при приходе волны с направления, перпендикулярного плоскости рамки, наводимые в них одинаковые ЭДС вызывают неравные, но постоянные по длине каждой стороны рамки токи I_1 и I_2 . В связи с этим в рамке устанавливается некоторый результирующий ток $I_p = I_1 - I_2$ и на зажимах рамки возникает разность потенциалов, т. е. имеет место эффект приема. Это явление называется *антенным эффектом рамки*. В результате антенного эффекта ДН искажается, исчезают направления пулевого излучения (приема) и вместо них появляются неглубокие минимумы. При наличин антенного эффекта рамки ухудшается отстройка от помехи, приходящей с определенного направления. Если рамка используется для пеленгации, то аптенный эффект приводит к ошибкам при определении местоположения цели.

Для устранения антенного эффекта стороны рамки и провода линин питания должны быть совершенно симметричными относительно земли и окружающих предметов. Кроме того, схема входных ценей приемника также должна быть симметричной. Олнако такая схема применяется довольно редко, так как при этом усложняется конструкция и удорожается стоимость приемника. Значи-



тельно более распространенным является присоединение рамки к несимметричному входу приеминка с помощью какого-либо симметрирующего устройства.

Для борьбы с аптенным эффектом наиболее эффективно применять экранированные рамочные антенны (рис. 13.12), причем приемпик помещается в общий экран с рамкой. Экранированцая рамочная антенна представляет собой одновитковую или многовитковую рамку 1, заключенную в металлическую трубу (экран) 2. На верху трубки имеется разрез 3, закрываемый обычно днэлектрической муфтой. Нижняя часть трубки переходит в металлический кожух 4, в котором помещается приемник 5.

Приходящая волна наводит ЭДС на наружной поверхности экрана, в результате чего к точкам а и в зазора оказывается приложенной разность потенциалов, под действием которой возникает ток на внутренней поверхности экрана и в проводах рамки, и создается напряжение на зажимах приемника. Самым важным является то обстоятельство, что приложенная к зазору разность потенциалов. вызывающая ток в рамке, определяется исключительно токами на вненией поверхности экрана и не зависит от какой-либо асимметрии в плечах рамки, во входных цепях и т. д. Обычно стороны экрана (точнее, их внешине поверхности) симметричны относительно земли и при приходе волны перпендикулярно плоскости экрана ЭДС, возникающие на внешних поверхностях двух сторон экрана, оказываются равными по величине и по фазе, вследствие чего разпость потенциалов, приложенная к зазору, равна нулю и ток в проводах рамки не возникает. Таким образом, экранированная рамка оказывается свободной от антенного эффекта.

Для увеличения действующей длины рамки применяют магнитодиэлектрические сердечники (рис. 13.13). Наводимая в рамке с магнитным сердечником ЭДС

$$\mathscr{E}_{p} = i \frac{2\pi}{\lambda} \mu_{r} n S E_{o} \cos \varphi. \tag{13.15}$$



Рис. 13.14

Из сравнения (13.15) и (13.14) видно, что введение в рамку сердечника из материала, обладающего магнитными свойствами, увеличивает действующую длину рамки в µ, раз.

В качестве сердечников используют магнитодиэлектрики, т. е. материалы, обладающие высокой магнитной пропицаемостью и малой проволимостью (ферриты, альсифер и др.).

Действующая длина рамки и ЭДС увеличиваются в и, раз

только при стержне бесконечной длины. В реальных случаях увеличение действующей длины рамки происходит в $\mu_{эф}$ раз, причем $\mu_{э\phi} < \mu_r$ вследствие концевого эффекта (размагличивание концов сердечника). Таким образом,

$$l_{\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda} \mu_{zb} n^{\varsigma}.$$

Величина $\mu_{3\Phi}$ зависит от относительной магинтной проницаемости материала сердечника и от его формы. Размагинчивающее действие концов стержия и, следовательно, уменьшение $\mu_{3\Phi}$ по сравнению с μ_r тем больше, чем меньше отношение длины стержия lк его поперечному сечению (рис. 13.14). Действующая длина рамочной антенны пропорциональна площади рамки, однако увеличивать площадь рамки невыгодно, так как при этом $\mu_{3\Phi}$ уменьшается. Число витков нельзя брать слишком большим: при этом растет собственная емкость катушки (рамки) и затрудияется настройка рамки копленсатором. Диаметры ферритовых стержией выбирают обычно в пределах 15 ... 25 мм; длина стержней берется равной 200 ... 500 мм.

Рамки с магнитодиэлектрическими сердечинками (магнитные антенны) инроко применяются в качестве антени вещательных приемников; малые габаритные размеры таких антени позволяют помещать их непосредствению внутри приемника. Применение маг интных антени не ограничивается диапазонами ДВ и СВ. Область использования этих антени расширяется в сторону более коротких воли но мере улучшения параметров магнитодиэлектриков и достигает УКВ диапазона.

Действующая длина рамочной антенны пропорциональна площади рамки, поэтому для профессионального приема радиовещания (радиотрансляционные узлы) или для других видов профессионального приема применяют большие неподвижные рамочные антенны, устанавливаемые на антенном поле с помощью мачт. Основным преимуществом рамочных антени по сравнению с вертикальными песимметричными антеннами является наличие направлений пулевого приема в горизоптальной плоскости, позволяющее отстраиваться от мешающих сигналов. Если в случае малых рамочных аптени, применяемых для индивидуального приема, ДН управляют просто вращением рамки или всего приемника, то для вращения больших рамок требуются сложные и дорогие конструкции.

Можно управлять ДН больших неподвижных рамочных антенн с помощью весьма простого (гоннометрического) устройства. Гониометрическая антенная система (рис. 13.15.а) состоит из трех основных частей: антенны из двух взаимно перпендикулярных рамок 1 и 2. двух симметричных фидеров 3 и 4 и гоннометра Г. Гониометр состоит из трех небольших катушек: двух неподвижных (статорных) I и II, расположенных во взаимно перпендикулярных илоскостях, и одной подвижной (роторной), называемой искателем. Статорная катушка I включена в цень рамки 1. статорная катушка П-в цень рамки 2. Роторная катушка вращается на оси, проходящей через центр статорных катушек. Она соединяется с приемным устройством. В цепь катушки-искателя включаются элементы настройки, и образуемый таким образом контур настраивается в резонанс с принимаемой станцией. Гониометр устанавливается на значительном расстоящии от антенны в помещении приемной станции.

приемпон станции. Рассмотрим принции действия гониометрической антенны. Нормированные характеристики направленности рамок 1 и 2 определяются выражениями

 $F_1(\mathfrak{q}) = \cos \mathfrak{q}; F_2(\mathfrak{q}) = \sin \mathfrak{q},$

где ф — угол между направлением на принимаемую станцию и плоскостью первой рамки (рис. 13.15,б).

Под действнем наводимых в рамках ЭДС возникают токи в неподвижных катушках, включенных в эти рамки. Ток, протекающий по катушке, включенной в рамку 1, $I_1 = I_0 \cos \varphi$, где I_0 —ток в ка-



Рис. 13.15

тушке при совпадении направления прихода волны с плоскостью рамки.

Ток, протекающий по катушке, включенной в рамку 2, $I_2 = I_0 \sin \varphi$. В обеих формулах ток I_0 одинаков, так как обе рамки и включенные в них катушки совершенно идентичны. Коэффициент взаимной индукции между неподвижной катушкой I и искателем $M_1 = M_0 \cos \Phi$, где Φ — угол между катушкой I и искателем (рис. 13.15, θ); M_0 — коэффициент взаимной индукции при совпадении плоскостей неподвижной и подвижной катушек. Коэффициент взаимной индукции между катушкой I и искателем $M_2 = M_0 \sin \Phi$.

Электродвижущие силы, наведенные неподвижными катушками I и II в искателе, соответственно равны:

 $\mathscr{E}_1 = I_0 \omega M_0 \cos \varphi \cos \Phi;$

 $\mathscr{E}_2 = I_0 \omega M_0 \sin \varphi \sin \Phi$.

Результирующая ЭДС в искателе равна сумме ЭДС, наводными неподвижными катушками: $\mathscr{E}_p = \mathscr{E}_1 + \mathscr{E}_2 = I_0 \omega M_0 (\cos \varphi \cos \Phi + \sin \varphi \times \sin \Phi)$. Эту формулу можно преобразовать: $\mathscr{E}_p = I_0 \omega M_0 \times \cos (\varphi - \Phi)$. Таким образом, пормированная хариктеристика направленности гониометрической антенны

$$F(q) = \cos(q - \Phi).$$
 (13.16)

Эта характеристика направленности ничем не отличается от ДН обычной рамочной антенны. Как видно из (13.16), изменяя положение искателя (угол Ф), можно управлять ДН аптенны. Максимальное направление приема получается при $q=\Phi$; иржем отсутствует при $q=\Phi^{-}=\pm90^{\circ}$. Таким образом, вращение катунки-искателя дает тот же эффект, что и вращение рамочной аптенны.

Гоннометрическая антенна позволяет отстранваться от мешающих станций путем установки пулевого направления ДН на мешающую станцию. Эта антенна позволяет также уменьшить величину направленных атмосферных помех.

Обычно каждую наружиую рамку гоннометра выполняют в виде равнобедренного треугольника, у которого основание примерно в 4 раза больше высоты. Для полвески такой антенны требуется только одна мачта. Нижний провод подвешивается на высоте 2,5 м. На ДВ высота рамки доходит до 70 ... 100 м, на СВ — до 10 м и более.

Основным недостатком применяемых в настоящее время гоннометров является сравнительно инзкий коэффициент передачи, ограничивающийся допустимым значением связи между роторной и статорными катушками, а также высокими требованиями к точности его изготовления. Недостатком гоннометрических антени является также их громоздкость. Эти недостатки устраняются в гоннометрической ферритовой антение [32]. Эта антенна (рис. 13.16) состоит из двух взаимно перпеидикулярных ферритовых антени 1 и 2. Сигналы с каждой ферритовой антениы поступают на канальные транзисторные усилители 3 и 4, которые согласуют выходные сопротивления антени с волновым сопротивлением коаксиальных кабелей 5 и б, с помошью которых антенны соединяются с блоком формирования и управления ДП 7, устанавливаемым непосредственно около приемника. В этом блоке использован принцип управления ДН, базирующийся на применении широкополосных усилителей и фазовращателей. На входе блока напряжение от одной антенны, проходя через фазовращатель, получает во всем рабочем днапазоне постоянный сдвиг фаз, равный 90°, и поступает на суммарно-разностное устройство. Напряжение от второй антенны поступает на это устройство непосредствению без дополинтельного фазового сдвига. На выходе суммарно-разностного устройства образуются два напряження: $U_3 = U_1 + iU_2$ и $U_5 = U_1 - iU_2$. Здесь U_1 и $U_2 -$ напряжения, поступлющие с первой и второй ферритовых антени соответствение, причем $U = U \cos q$, $U_2 = U \sin q$, гдс U — напряжение от нервой и второн антени при ориентировке их на максимум сигнала. Напряжения U_A и U_b подают на дианазонный фазовращатель, создиваемый которым сдвиг фаз у может изменяться в рабочем дианазоне в пределах ±90°. Можно показать, что напряжение на выходе этого усилителя $U_{\phi} = A$, sin ($\phi - \psi$), где A — постоянный коэффициент, зависящий от напряжений U, и U2 и коэффициента усиления усилителей. Таким образом управление ДН в горизонтальной плоскости обеспечивается так же, как и с помощью гопнометра.

Если к рамочной или гоннометрической антение добавить вертикальную несимметричную азтениу, расположив ес, например, в центре рамки (рис. 13.17), то с номощью сисимального устройства можно получить однонаправленный прием (кардиондную ДИ). Фаза ЭДС, волникающей на зажимах вертикальной иссимметричной антениы, не зависит ст направления прихода водны в горизонтальной плоскости (ДИ — окружность). Фала ЭДС на зажимах рамочной антениы изменяется на обратную при изменении угла прихода волны с и на 180° (ДИ — «восьмерка»). В результате сложения сигналов, посту-

«восьмерка»). В результате сложения сипнован имен нающих от обсих антени, в специальном карлиондном блоке, где производятся фазировка и выравнивание амплитул этих сигналов, получается ДН типа кардиоилы (рис. 13.18) $F(q) = 1 + \cos q$. Такая ДН позволя-







Рис. 13.16

Рис. 13.17

Рис. 13.19



ет значительно снизить мещающий сигнал, приходящий с направлений в пределах углов q = -90 ... 270°, без заметного снижения уровня полезного сигнала.

Для подавления номех от мешающих станный может быть использована антенная система, состоящая из трех одинаковых иесимметричных вибраторов *I*, *2*, *3*, расположенных по вершинам равносторописто греугольника, лиценного фазирующего устройства *4* и устройств для регулировый амплитуд принимаемых сигналов *5* (рис. 13.19). Таким образом, обеспечивается сложение сигналов от любой нары вибраторов с выбращиым славном фаз и выравненными амплитудами.

Пространеняенияя ДИ двух вершкальных вибраторов, сигналы от которых складываются с равными амплитудами и сдвигом фаз у, определяется формулой

$$F(\varphi, \Lambda) = \cos\left(-\frac{kd}{2}\cos\Lambda\cos\varphi + \frac{4}{2}f_1(\varphi, \Lambda),\right)$$
(13.17)

где *d*—расстояние межлу выбраторами: $F_1(q, \Delta)$ —пространственная ДН одного выбратора (при использовании коротких выбраторов $F_1(q, \Lambda) \approx \cos \Lambda$). Из формулы (13.17) видно, что для получения иуля приема под углом $q = 90^\circ$ к линия расположения выбраторов фазирующее устройство толжно создавать сдваг фаз $\psi = 180$, Для получения иуля приема вдоль линии расположения выбраторов сдвиг фаз должен быть $\psi = 180 - kd$ (при $q = 0^\circ$) либо $\psi = 180^\circ - kd$ (при $q = 180^\circ$)

Апализ выражения (13.17) доказывает, что при увеличении расстояния между вибраторами свыше $\lambda/4$ резко возрастает прием пространственных воли, прихолящих под высокими углами Λ в направлении азимута пулевого приема. Поэтому расстояние d следует выбирать равным четверти минимальной длины волим.

Если направление сигналов от мешающих станций перисидикулярно линия расположения использусмых вибраторов, то максимальное подавление мешающих сигналов имеет место при ДН, имеющей форму восьмерки.

Качество приема радновещания на раднотрансляционных узлах можно улучшить, применив антенны со значительными направленными свойствами. К таким антеннам относится однопроводная антенна бегущей волны (ОБ). Эта антенна представляет собой горизонтальный провод (рис. 13.20,а) длиной L от полуволны до не-



скольких длии воли, подвешенный на высоте 2,5 ... 4,5 м над землей. Один конец провода присоединяется к приемнику, а другой к сопротивлению \mathcal{R}_{H} , равному волновому сопротивлению провода. Второй конец нагрузочного сопротивления присоеднияется к выводу заземления. Хотя антенна расположена горизонтально над поверхностью земли, она рассчитана в основном на ирнем вертикально поляризованного поля земной волны. Из-за конечной проводимости почвы вектор Пойнтинга вертикально иоляризованной земной волны, излучаемой передающей радностанцией, не параллелен поверхности земли, а составляет с ней некоторый угол Δ_{ϵ} . Вследствие наклона вектора Пойнтнига появляется горизонтальная составляющая $E_1 = E \sin \Lambda_F$ приходящего ноля, наводящая ЭДС в проводе. При приеме пространственной волны Е, определяется углом наклона этой волны. Под действием ЭДС в проводе возинкает ток. вторым проводом для которого является земля. Хотя антенна используется в качестве приемной, удобнее анализировать ее работу в режиме передачи. Так как провод нагружен на сопротивление, равное его волновому сопротивлению, то в проводе устанавливается бегущая волна тока. В связи с тем, что расстояние межлу проводом и землей мало и проводимость не бесконечно велика, токи проинкают в землю на некоторую глубину. Почва сушественно влияет на нараметры провода. Вследствие того, что диэлектрическая проницаемость почвы больше диэлектрической про-



330

Рис 1321

ницаемости воздуха, фазовая скорость волны в проводе получается меньше скорости света.

Электродвижущая сила, наводимая в элементе провода, пропорциональна составляющей напряженности поля, параллельной оси провода; $E_z = E_r \cos \theta$ (рис. 13.20,6).

Максимальная ЭДС в элементе провода наводится волной, направление прихода которой совпадает с осью провода. На основании сказанного, а также имея в виду (4.39), характеристику направленности антенны ОБ в горизонтальной плоскости, если не учитывать затухания тока в проводе, можно представить в виде

$$f(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\cos \theta}{c/c + \cos \theta} \sin \left[\frac{kL}{2} \left(c/c + \cos \theta \right) \right].$$
(13.18)

В днаназоне 200 ... 2000 м целесообразно использовать несколько антени. Применяют антениы длиной 1000, 2000 и 3000 м, подвешенные на высоте 1.5; 2.5 и 5 м.

На рис. 13.21 привелена "ДН антенны ОБ 2000/2.5 (числитель дроби — длина антенны, знаменатель — высота антенны; оба размера — в метрах) в вертикальной плоскости антенны. В случае влажной почвы антенна имеет более прижатую к земле диаграмму направленности и меньший уровень боковых лепестков, чем при сухой почве. Коэффициент полезного действия и КУ антенны ОБ из-за больших потерь энергии в почве и в поглощающем сопротивлении очень малы, вследствие чего эта антенна, как правило, не применяется в качестве нередающей.

Коэффициент успления антенны можно повысить, выполнив ее из двух или большего числа проводов, разнесенных на некоторое расстояние друг от друга [32]. Значительно большим КУ обладает антенна бегущей волны из вертикальных несиммстричных вибраторов, присоединенных непосредственно к собирательному фидеру.

Глава 14. ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГ СОВМЕСТИМОСТИ АНТЕНН

14.1. ПАРАМЕТРЫ АПТЕНИ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНУЮ СОВМЕСТИМОСТЬ

Бурное развитие радносвязи, радновещания, других радиотехнических систем сопровождаются как освоением новых диапазонов частот, так и предоставлением одной полосы частот нескольким радиослужбам. В результате основные спектры, излучаемые и принимаемые отдельными радносредствами, могут оказаться частично или полностью перекрывающимися, что приводит к увеличению числа мешающих сигналов (неумышленные помехи).

Проблемы, связанные с изучением причин возникновения и способов снижения неумышленных радиопомех, относятся к электромагнитной совместимости (ЭМС) радносредств.

Среди возможных причии появления неумышленных помех следует различать помехи, проникающие через антенну, и наводки, возникающие помимо антенны. Наводки, возникающие помимо антеши, обусловлены в основном электромагнитными связями между различными узлами данной системы или между элементами двух или более систем, размещенных близко друг от друга.

В современных условнях основным видом мешающих сигналов являются излучения антени. Связь через антенны существует как для систем, расположенных на одном объекте, так и для далеко стоящих друг от друга.

Осуществляемая антенными системами пространственная и частотная избирательность помех позволяет существенно улучшить ЭМС. В ряде случаев требования к помехозащищенности (комплекс нараметров антени, существенных для ЭМС) разрабатываемых антени оказываются столь жесткими, что выполнение их приводит к некоторому ухудшению КУ, согласования, сужению рабочего дианазона и др. В последние годы разрабатывается новый класс антени — так называемые адаптивные антенные системы, позволяющие производить подстройку под данную помеховую обстановку таким образом, чтобы свести влияние помех к минимуму (см. § 10.4.2). Насколько велика роль антени в обеспечении ЭМС, видно из того, что из тридцати основных нараметров радиоэлектронного оборудования, оказывающих влияние на ЭМС, двенадцать параметров определяются антенной системой.

Основными характеристиками антени, расположенных на больнюм расстоянии друг от друга (в зоне излучения), которые могут влиять на ЭМС, являются: направленные свойства в основном рабочем днапазоне (ширина ДН, КНД, КУ, УБЛ и др.); внеполосное излучение (излучение в полосах частот, примыкающих к основной полосе и являющихся результатом модуляции); направленные свойства на частотах побочных излучений (излучения на гармониках, паразитные, комбинационные и интермодуляционные); поляризационные характеристики; искажение направленных свойств из-за влияния посторонных объектов; стабильность характеристик во времени и т. п.

Что касается внеполосных излучений, то антенная система совместно с линией питания является в какой-то мере фильтром этих излучений. Например, при волноводном питании антенны подавляются все частоты, являющиеся запредельными для данного волновода.

Для обеспечения ЭМС различных радиосистем, например радиорелейной и спутниковой, ДН как передающих, так и приемных



антенн этих систем должны обладать малым боковым и задним излучениями. Заметим, что нежелательные сигналы, попадающие на вход приемника, обязанные боковым и задним лепесткам ДН антенны, часто оказывают на качество работы системы большее влияние, чем сигналы, принимаемые главным лепестком ДН. Требования, предъявляемые к уровию

бокового излучения антени различных диацазонов и различных назначений, различны.

Рассмотрим влияние помехозащищенности в частном случае на примере собственных помех в раднорелейной линин связи (РРЛ), когда недостаточная пространственная избирательность антени приводит к ухудшению ее характеристик.

На рис. 14.1 схематически ноказан участок РР.Л. включающий три ретрансляционных пункта A, B, C. Антенца B_1 станции B принимает кроме полезного сигнала от антенцы A_2 станции A два мешающих сигнала от антени A_1 и C_1 . При двухчастотном плане распределения частот передача на каждой станций РРЛ в оба направления плет на одинаковых частотах, а частоты передатчиков повторяются через станцию. Поэтому все три сигнала, принимаемые антенной B_1 , имеют одинаковые частоты и ослабление помех от антени A_1 и C_1 может быть обеспечено только направленными свойствами антени. Чтобы указанные номехи не оказывали замстного влияния на качественные показатели лиции, необхолимо, чтобы защитное действие антени РР.Л. т. е. уровень излучения антени в задлем полупространстве, не превышал — $65 \dots -70$ дБ (см. § 112).

В ряде случаев для улучшения ЭМС применяется развязка антени по поляризации электромагиштного поля. При этом две антенны работают с полями, поляризовашными взаныно перпендикулярно, либо, в случае антени с вращающейся поляризацией поля, направления вращения векторов электромагиштного поля у обенх антени различим.

В ряде случаев антенны располагаются на небольшом расстоянии друг от друга (в зоне ближнего поля). Это, например, ймеет место на КВ. СВ и ДВ радноцентрах, а также при установке актени РРЛ на одних и тех же мачтах. При этом благодаря пространственной электромагинтной связи изменяются направленные свойства и входные сопротивления антеин. Поэтому необходимо принимать специальные меры для увеличения переходного затухания между антенрамь. Сюда относятся рациональное размещение аштеин друг относительно друга (например, взаимное влияние параболических антени РРЛ уменьщается при установке двух антейн _не рядо_м, а «спина к спине»), включение в антенны реактивных ^{развя}зывающих элементов и др. [33].

^Р Остановимся более подробно на вопросах ЭМС апертурных антенн.

14.2. МЕТОДЫ СНИЖЕНИЯ БОКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

Формулы ДН излучающих раскрывов, приведенные в гл. о, достаточно точно хартегорийн Кт. и аправленные. Сонктва алелаторов ортение в селино очевано. го и користорийн Кт. и акту боковых лепестков (т. эном: Селерие вости имородойской влаение состаторов, как излучение облучателя, зиприакционного закаристо и породокала сорхала). Величина этого сектора онредсотреное коронов воимости и артение по разе воучаев может достигать ±40° и брянее.

Нанытио (см. г.т. о), что низкий УВЛ в этом секчере обеспечивается при спадавшым в Краям амплитудном распределении. Однаке инд Энрм наначаятся инамая кнп. Существует возможность резко спизить унецкиь соссерено наначаятся ина восрановки достаточно высокого КИИ, используя разонацию косструктира растредельности достаточно высокого КИИ, используя разонацию косструктира растредство косписсовалосное распредстение в нестся и после у пособых и пособых состаточи и др.).

АСучина нославание салыттуда се на средсление $f(\rho/R_0)$, для которого уровень дальных болование јакистисти се на средсление $f(\rho/R_0)$. для которого уровень дальных болование јакистистисти рассление се на средсление јакистистисти на средсление се на средсле

 $f(\xi) = \exp\left(-\frac{1}{\xi^2} + 1 - (1 - \xi^2)^{-1}\right),$

1

а зараландых интеннох получить распределения, близкие к онтимальным, уюжны с разболька таких облучателен, как рунор к издолому комбинцикиванный распорт разболу комбинцикиванный распорт разболька рунка с положой структурой и лу.



Оптимальная по помехозащищенности диаграмма определяется конкретной помеловой обстановкой, и поэтому в схеме антенны должна быть предусмотрена возможность управления распределением поля в раскрыве. Сюда относятся способы, позволяющие, не изменяя основных узлов антенны, управлять ее ДН. Например, подавить излучение в каком-либо помехоопасном направлении можно затенением части раскрыва антенны дополнительными отражателями (рис. 14.2, a). Во всех случаях отражатели возбуждаются полем облучателя, а их размеры и местоположение подбираются опытным путем. Удобно дополнительные отражатехан устанавливать на кромке зеркала (рис. 14.2, б).

Более сложной задачей, чем нахождение поля в области, примыкающей к изправлению максимального излучения, является отыскание распределения интенсивности излучения в области дальнего бокового излучения. Дело в том, что в этой области формирование иоля в большой степени завиент от конкрстной схемы антенны, особенностей се конструктивного выполнения, близко рас-

Снижение уровня дальнего бокового излучения антениы обеспечивается прежде всего спадом амилитуды возбуждающего поля к краям раскрыва. Питечсивность дифракционного поля может быть оценена методом геометрической теории дифракции (ГГД).

Другой путь синжения поля в заднем полупространстве состоит и непользовании специальных экранов, ослабляющих расссянное поле. Этот способ можно проиллюстрировать на примере рупорной антенны. На рис, 14.3, а ноказана обычная рупорная антенна со специальными экранами. Экраны выполисны в виде части поверхности нараболического цилиндра, фокальные линин которых совмецены с кромками рупора. В такой схеме заметно синжается уровень излучения в заднем полупространстве, но конструкция является слишком сложной. В зеркальных антеннах могут быть использованые одного экрана позволяет уменышть показано на рис. 14.4, а и б. Использованые одного экрана позволяет уменышть расположеных экрана обесцечивают уменьшение уровия на 20.... 25 дБ. Эти экраны могут выполияться из листового металла или густой проволочной сстки, причем жестких требований к точности выполнения и установки экранов не предъявляется.

Третий путь синжения интенсивности дифракционных полей основан на деформации контура раскрыва аптениы. Так, если контур раскрыва представляет окружность с центром, лежащим на фокальной осн параболонда, все токи кон-



тура возбуждаются синфазно, что обусловливает высокий уровень дифракционного поля в направлении θ =180°. Для уменьшения уровия этого поля необходимо придать кромке параболоида такую форму, при которой парциальные дифракционные поля, возбуждаемые отдельными участками кромок, были бы расфазированы в направлениях, близких к θ =180°. На рис. 14.5 приведены различные типы расфазирующих кромок (спиральная, треугольная, лепестковая). Они уменьшают излучение в направлениях, близких к θ =180°, на 5 ... 6 дБ.

Четвертый путь снижения дальнего бокового излучения антенны связан с выполнением периферийной части поверхности раскрыва антенны из раднопоклощающего или частично раднопрозрачного материала. Наиболее просто такой материал выполнить в виде металлического листа, поверхность которого перфорирована отверстиями. Изменяя размеры отверсний и их илотность расположения, можно добиться уменьшения интененвности расссявного поля.

В заключение отметим, что еще одним существенным фактором, определяющим дальное боковое излучение антенн (вирочем, как и ближиее), является наличие статистических распределенных ошнбок амилитудно-фазового распредсления, обусловленных, например, технологическими погрешностями выполнения профиля зеркала (см. п. 9.2.4).

Применяемые на РРЛ для снутниковой и космической радносвязи оснесимметричные антенны, такие как рунорно-нараболические (РПА) и антенны с выиссенным облучателем (АВО) (см. п. 11.2.1), обладают достаточно хоронними защитными свойствами — хороней ЭМС. Принятие дополнительных мер позволяет еще более усилить защитное действие этих антени.

Олни из способов состоит в сездании в раскрыве РПА распределения поля, сильно спадающего к краям. Для этого исобходимо изменить характеристики излучения питающего рупора. Так, если в интающем квадратном волноводе возбудить наряду с основной волной H_{10} две гибридные волны типа EH, то можно обеспечить в раскрыве седлообразное распределение поля с крутыми скатами на краях. К аналогичным результатам приводит использование вместо обычного облучающего рупора гофрированного рупора или рупора с изломом.

Улучищить характеристики излучения в главных илоскостях (продольной и поперечной) можно, перераспределив эпергию бокового излучения в пространстве, используя, например, диагональный возбуждающий рупор. В этом случае главные плоскости проходят через диагонали раскрыва.

Антенны с вынесенным облучателем, выполненные по закрытой схеме, защищены, как и РПА, с бекев экранирующими стенками. По помехозащищенности такие антенны примерно равнозначны РПА. Конструктивно проще АВО, выполненные по открытой схеме (см. рис. 11.9), когда отсутствуют экранирующие боковые стенки и атмосферная защита раскрыва. Помехозащищенность открытых АВО в основном определяется направленными свойствами облучателя и при рациональном проектировании может не уступать помехозащищенности РПА.

Наплучиним облучателем для ABO является расфазированный рупор с изломом образующей, поворотом оси и косым срезом (см. рис. 11.10).

Помехозащищенность антенн с таким облучателем как в области ближнего, так и дальнего бокового излучения исключительно высока. Поэтому есть основание считать, что подобные антенны будут все шире использоваться в системах радносвязи.

1

.



Для увеличения помехозашишенности применяемых на РРЛ перископических антенн кроме мер, указанных в § 11.2.1, следуст так подбирать размеры излучателя (при заданных высоте оперы и днаметре переизлучателя), чтобы обеспечить малую утечку энергин на участке излучатель --переизлучатель. Дополнительное повышение помедозащищенности может ÚNTE •беспечено при отнесении излучателя от •спования •поры. При этем возбуждается только часть опоры, непосредственно при-

мыкающая к верхнему зеркалу. Определенное влияные на номехозаниященность оказывает тип опоры. Наименыдее илияние оказывает олора в виде сплошной круглой гладкой трубы. Решегчатая опора представляет собой периодическую решетку, что дря скользящем падении приводит к появлению больших боковых Лепесткев.

Для уменьшения бокового излучения и увеличения защитного деиствия однозеркальных и двух зеркальных осесниметричных антени применяют различного рода защитные экраны [9]. На рис. 14.6, а показан установленные по контуру антенны кл.видрический экран (бленда), позволяющий существенно (да 5...10 лБ) синянть лалыес боковое получение и излучение в залием полупространснве. Длину экрана обычно подбирают так, чтобы уровсиь возбуждения сто кремки был близок к имло. Уменьнение излучения в задних квадраных можно обеспечить также скруглением периферийной части поверхности зеркала (рис. 14.6, б). Для удучшения ЭМС рассматриваемых антени, как указывалось в пачале данного нараграфа, применяются также расфазировки кромочных токов

Заменное снижение помехозащищенности оссемметричных антени обусловлено уровнем кроссиоляризационного издучения антенны. Нанбольший уровснь этого излучения наблюдается в диагональных илоскостях, составляющих угол 45 с главными плоскостями Е и И. Повышенный уровень кроссиоляризационното излучения может быть ослаблен при непользовании сисниальных «согласованных» облучателей, а также подавлением нерекрестной составляющей после се получения. Для этого используются зеркала в виде однолинейной проволочное сстки, наклеенной на поглоннающий материал, благодаря ч му подавляется понеречная кроссполяризанновная составляющая цоля антенны. Провола олеолинейнон сетки могут располагалься в элом раскрыве зеркала перпендикулярие основной поляризации: в этом случае их ислосообразио выполнять из поглонающего материала. Такая естка может заченять только те участки зеркала, которые максимально возбуждают кроссполяризационное излучение (участки под углом 45° к плоскости подавления, занимающие треть площади раскрыва).

Как известно, антенны, в раскрыве которых распределение поля спадаят к краям до нуля, имеют пониженный уровень боковых лепестьов, в том числе ленестков в заднем полупространстве. Распределение доля в анертуре будст близко к распределению с иулем на краю зеркала, если периферийная часть •тражающей поверхности антени покрыта поглошающим материалом. Однако снижение коэффициента усиления антенны в этом случае, а также отсутствие

338

Рис. 147



эффективных и педорогих поглоцающих материалов не позволяют широко применять подобные устроиства.

Ослабление бокового излучения антени в одном или исскольких заранее известных направлениях возможно с помощью вынесенных защитных экранов. Они располагаются перед антенной по направленню мешающего сигнала.



Различают простые, фигурны-(односвязные) и многосвязные защит-

ные экраны. К простым экранам можно отнести кольцевые и секторные экраны При внутреннем раднусе кольна, равном ралнусу первой зоны Френеля, а внени нсм-ралнусу второй зоны (рис. 14.7,а), колыцевой экран может существенно усвлить поле в направлении оси системы источник излучения-кольцевой экран. При . Эругих размерах экрана можно получить обратный эффект — глубовое подавлешье излучения. Ралихе секторного экрана должен быть равным радихсу первон зоны Френеля. Экрлиом нужно заденить половину первой зоны Френеля, чтосы получить пулевое значение результирующего ноля на оси системы. При этом форма секторцального экрана может быть различной (рис. 14.7,6, 6, с).

Использование вышенеречисленных экранов позволяст существенно енизить уровсиь нобочного излучения антенны, но все они обладают тем недостатком. что сектор подавления излучения сравнительно невелик. Для расширения сектора подавления излучения непользуют многоевязные экраны. На рис. 14.8 ноказаны многоколы(євой (a) и многощелевой (δ) защитные экраны. Следует отменить, что в многосвязных экранах сунествует некоторая свобода выбора немомых теометрических параметров (например, радичеов колец о). Это может ненотьзоваться для расширения сетлора подаиления добо для оплимизации сиеземы, например обеспечения задающой формы ДН в теневой области за экраном.

14.3. АКТИВНЫЕ МЕТФЛЫ БФРЬБЫ С ПОМЕХАМИ

Активные метолы обеспечения помехозащищенности реализуются в многоканальных антенцых устройствах, в которых имеется несколько каналов приема (передачи). При этом возможны две различные помеховые ситуации: первая — когда известны направления и интенсивность воздействия на антених как полезного сигнала, так и помех, вторая — когла направление и интенсивность помех заранее неизвестны, а оба эти нараметра являются слу-92*

÷Ł



чайными функциями времени. В первом случае повышение помехозащищенности многоканальной антенны решается формированием специальной формы ДН, имеющей нулевые уровни излучения в направлениях прихода помех. Для неопределенной помеховой ситуации возможно применение адаптивных антенн, формирующих оптимальную по выбранному критерию ДН, которая, изменяясь во времени в зависимости от помеховой ситуации, постоянно остается оптимальной по этому критерию.

Формпрование пулевого уровия излучения в некотором заданном направлении (компенсационное подавление излучения) можно понять на примере двухканальной антенны. Она содержит два канала, в каждом из которых находятся антенна, регулируемые фазовращатели и аттенноаторы. Выходы обоих каналов объединены (рпс. 14.9).

Регулировкой аттенюаторов $.1\tau_1$ н $.1\tau_2$ можно выравнять уровни номехи, приходящей с направления 0_n , в каналах 1 и 2, а фазовращателями обеспечить сдвиг между ними, равный 180°. В этом случае на выходе антенной системы уровень номехи будет равен нулю.

Процедуру компенсации легко объяснить, используя днаграммы направленности антени. Пусть аптениа A_1 имеет бо́льшую направленность и используется как основная антенна системы. Антенна A_2 , имеющая меньшую направленность, используется для создания второго капала приема. На рис. 14.10 приведены ненормированные ДН: кривые *1* для антенны A_1 , кривые 2 для антенны A_2 , а кривые 3 для результирующей антенной системы. На рис. 14.10,*а* показаны ДН до выравнивания уровней сигнала с направления θ_n , на рис. 14.10,*б* — после выравнивания, а на рис. 14.10,*в* — после введения фазового сдвига 180°.



t o

Для того чтобы избежать уменьшения уровня полезного сигнала, в канале 1 целесообразно использовать достаточно направленную антенну A_2 с максимумом ее ДН, ориентированным по направлению θ_n . В этом случае применяют только аттенюатор A_{T_2} .

В зеркальных антеннах дополнительный компенсационный канал можно создать установкой дополнительного облучателя либо одним облучателем и двухмодовым трактом, обеспечивающим два канала приема.

Рассмотренный выше метод компенсации требует управления и амплитудой, и фазой. Известны антенные системы, в которых компенсация обеспечивается регулировкой только одного параметра сигнала — амплитуды или фазы (см. [9]). Принципы построения адаптивных антенн и подавление ненаправленных помех изложены в § 10.4.2.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

РАСЧЕТ ТОКОВ В ВИБРАТОРАХ, ПИТАЕМЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО СИММЕТРИЧНЫМ ФИДЕРОМ (АБВ С ЭЛЕМЕНТАМИ СВЯЗИ, ЛПА)

Напряжения $(U_1, U_2, ..., U_n)$ и токи $(I_1, I_2, ..., I_n)$, возникающие в точках присоединения вибраторов к линии питания (узлах) при интании антенны источником переменного тока (рис. ПІ.1), связаны между собой следующей системой уравнений:

$$\begin{vmatrix}
I_{1} \\
I_{2} \\
I_{3} \\
\vdots \\
I_{n-1}
\end{vmatrix} = \begin{vmatrix}
Y_{11} - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & 0, & 0, & \dots, & 0 \\
Y_{12} - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & 0, & \dots, & 0 \\
Y_{12} - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & Y_{12}, & 0, & \dots, & 0 \\
Y_{12} - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & Y_{12}, & \dots, & 0 \\
\vdots \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & Y_{12}, & \dots, & 0 \\
\vdots \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & 0 \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & 0 \\
\vdots \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{B}, & Y_{12}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{I}, & Y_{I}, & \dots, & Y_{I} \\
0 - 1^{I}R_{I}, & \dots, & Y_{$$

Здесь У — коэффинистты связи, имеющие размерность проводимости. Их значение зависит от волнового сопротивления собирательной линии W и расстояния между вибраторами:

$$\underline{Y}_{jk} = \underline{Y}_{kj}(k \neq i); \quad \underline{Y}_{-k} = -\frac{1}{W} \frac{1}{\sin\beta d_j} \operatorname{nph} j = \underline{kY}_{-k} = \frac{1}{W} (\operatorname{ctg} \beta d_{j-1} - \operatorname{ctg} \beta d_j).$$

Исключения: $Y_{-11} = \frac{1}{W} \operatorname{ctg} \beta d_1$: $Y_{-n_1} \frac{i}{W} \operatorname{ctg} \beta d_{n-1}$, где $k = 1, 2, 3, \ldots, n$; $j = -1, 2, 3, \ldots, n$; $\beta = \omega_0 v$. Вывод системы уравнений (П1.1) приводится в конце данного приложения.



Рис. П.1.1

$$\begin{split} \vec{U}_1 &= \vec{I}_{1\underline{Z}_{-11}} - \vec{I}_{2\underline{Z}_{-12}} - \vec{I}_{3\underline{Z}_{-13}} - \dots - \vec{I}_{n\underline{Z}_{-1}}; \\ \vec{U}_2 &= \vec{I}_{1\underline{Z}_{21}} - \vec{I}_{2\underline{Z}_{22}} - \vec{I}_{3\underline{Z}_{23}} - \dots - \vec{I}_{n\underline{Z}_{-2n}}; \\ \vec{U}_3 &= \vec{I}_{1\underline{Z}_{11}} - \vec{I}_{2\underline{Z}_{22}} - \vec{I}_{3\underline{Z}_{23}} - \dots - \vec{I}_{n\underline{Z}_{2n}}; \end{split}$$

Система уравнений (П1.1) перядка *и* содержит 2n неизвестных: *и* теков \dot{I}_k и *n* напряжений \dot{U}_k . Напряжения и и входе вибратерев межне выразить через токи с различной степеные течности и соответствение с различной степенью точности решить систему уравнений (П1.1).

В качестве нулевого приближения можно пользоваться методом наведенных ЭДС в предноложении одинакового синусондального распределения тока но всем вибраторам. Тогда

(II1.2)

 $U_n + I_1 Z_{n_1} = I_2 Z_{n_2} + I_3 Z_{n_3} + \dots + I_n Z_{n_n}$) З исть Z — - мересчитанные ко вхолу вибраторов собственные (*j*-=*k*) и взаимные (*j*==*k*) сопротивления ислучения вибраторов: Z = Z. sin² (βl) (ссли длины всех вибраторов одинаковые и равны l), или Z = Z = sin² (βl) (ссли длины всех длинах вибраторов): Z. — взаимное собротивление, отиссенное к пучности тока.

Подставляя (П1.2) в (П1.1), получаем после группировки всех неизвестных токов по одну сторону от знака равенства:

Злесь R - сопротивление нагрузки собирательного филера-

Спетемой урависний (П1.3) можно пользоваться для определения токов в вибраторах при $t \lambda \leq 0.35$ в малой толяции вибраторов [$t a > (8 \cdot 10^{+}, \dots 10^{+})$]. т. е. пека предположение о синусендальном распределении тока справедливо. Вывод системы уравнений (П1.1). Для токев в узлах 1, 2, 3, ..., n (см. рис. П1.1) справедливы уравнения Кирхгофа:

$$I_1 = I_1' - I_1'', \quad I_2 = I_2' - I_2'', \quad I_3 = I_3' - I_3'', \quad \dots, \quad I_n = I_0 - I_n''. \tag{\Pi1.4}$$

Здесь I_s' — ток справа от узла; $I_{z''}$ — ток слева от узла. В (ПІ.4) I_0 — ток пнтания — может выбираться произвольно, в частности равным 1 А.

Напряжения в узлах U_k и токи слева и справа от узлов в соответствии с теорией длинных линий связаны соотношениями

$$U_{2} = U_{1} \cos \beta d_{1} + i I_{1}' W \sin \beta d_{1};$$

$$U_{3} = U_{2} \cos \beta d_{2} + i I_{2}' W \sin \beta d_{2};$$

$$U_{n} = U_{n-1} \cos \beta d_{n-1} + i I_{n-1}' \sin \beta d_{n-1};$$

$$I_{2}'' = I_{1}' \cos \beta J_{1} + i \frac{U_{1}}{W} \sin \beta d_{1};$$

$$I_{3}'' = I_{2}' \cos \beta d_{2} - i \frac{U_{2}}{W} \sin \beta d_{2};$$

$$(11.5)$$

$$(11.5)$$

$$(11.6)$$

Тек
нI s''нI''с помощью (Ш.5) н (П1.6) можне выразн
ть через напряження U :

$$I_{1'} = i - \frac{U_{1}}{W} \operatorname{ctg} \beta d_{1} - i \frac{U_{2}}{W} \frac{1}{\sin \beta d_{1}};$$

$$I_{2'} = i \frac{U_{2}}{W} \operatorname{ctg} \beta d_{2} - i \frac{U_{3}}{W} \frac{1}{\sin \beta d_{2}};$$

$$(111.7)$$

$$I_{n-1} - i \frac{U_{n-1}}{W} \operatorname{ctg} \beta l_{n-1} - i \frac{U_{n}}{W} \frac{1}{\sin^{2} \beta l_{n-1}};$$

$$I_{2''} = i \frac{U_{1}}{W} \frac{1}{\sin \beta l_{1}} - i \frac{U_{2}}{W} \operatorname{ctg} \beta d_{1};$$

$$I_{3''} = i \frac{U_{2}}{W} \frac{1}{\sin \beta d_{2}} - i \frac{U_{3}}{W} \operatorname{ctg} \beta d_{1};$$

$$(111.8)$$

$$\cdots$$

Подставив (П1.7) и (П1.8) в (П1.4), с учетем того, что $I_1''=U_1, R_3$, получим

342

$$I_{1} = \left(\frac{i}{W} \operatorname{ctg} \beta I_{1} - 1/R_{H}\right) U_{1} - \left(\frac{i}{W \sin \beta I_{1}}\right) U_{2};$$

$$I_{2} = \left(-i W \sin \beta d_{1}\right) U_{1} + \frac{i}{W} \left(\operatorname{ctg} \beta d_{1} + \operatorname{ctg} \beta d_{2}\right) U_{2} - \left(i W \sin \beta d_{2}\right) U_{2}$$

$$I_{3} = \left(-i W \sin \beta d_{2}\right) U_{2} + \frac{i}{W} \left(\operatorname{ctg} \beta d_{2} - \operatorname{ctg} \beta I_{3}\right) U_{3} - \left(i W \sin \beta d_{3}\right) U_{4};$$

$$I_{n} = 1 - \left(i W \sin \beta I_{n-1}\right) U_{n-1} + \frac{i}{W} \operatorname{ctg} 3 d_{n-1} U_{n}.$$
(III.9)

В матричной форме эту систему уравнений можно записать в виде системы (П1.1).

Данный метод расчета можно использовать при небольшом числе коротких ($1 \lambda < 0.3$) вибраторов.



СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ С СИНФАЗНЫМ ОСЕСИММЕТРИЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОЛЯ В РАСКРЫВЕ (РИС. П2.1, С. 344).

приложение 3

КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ ЛИНЕЙНЫХ АР

Коэффициент паправленного действия линейных АР, как и любой антенны, может быть вычислен по (1.11). Для точного расчета необходимо знать ДН с учетом подравленных свойств одного элемента. Однако в случае достаточно длинных антенн ДП решетки в основном определяется множителем системы. Рассмотрим решетку с произвольным амплитудным распределением токов по закону $I_n = I_n \exp(--in\psi)$ ($I_n > 0$). Обозначив ($kd \cos 0 - \psi$) = u, запишем множитель системы (4.4)

$$\widetilde{f}_{c} = \sum_{n=-M}^{M} I_{n} \exp(i n \alpha), \qquad (13.1)$$

При такой форме заниси в отличие от обозначений, принятых в § 4.3, величина

$$f_{\mathbf{c}}(\theta_{\mathbf{p},\pi}) = \sum_{n=-M}^{M} I_n \qquad \text{np.} \ 0 \leq \frac{1}{2} + \frac{1}{2} k d_n$$
$$f_{\mathbf{c}}(\theta_{\mathbf{p},\pi}) = \left\{ \sum_{n=-M}^{M} I_n \exp\left[i(kd - \frac{1}{2})\right] \right\} \qquad \text{np.} \ \frac{1}{2} > k.t.$$

Выражение для je², стоящее под интегралом в (L11), вычислим как

$$f_{c}^{2} = \left| \tilde{I}_{c} \right|^{2} - \tilde{I}_{c} \tilde{I}_{c}^{2} = \left[\sum_{n=-M}^{M} I_{n} \exp(i nx) \right] \left[\sum_{n=-M}^{M} I_{n} \exp(i -i nx) \right].$$
(II3.2)

При перемножении рядов, влодящих в (ПЗ.2), можно выделить N членов, содержащих схр (*inu*) схр (—*inu*)=1, сумма которых равна $\sum_{n=-M}^{M} I_n^2$. Остальные

члены можно струппировать в два ряда вида

Рис. П.2.1

$$\sum_{n=1}^{2M} \exp(i n\alpha) \left(\sum_{m=-M}^{M-n} I_m I_{m+n} \right) = \sum_{n=1}^{2M} \exp(-i n\alpha) \left(\sum_{m=-M}^{M-n} I_m I_{m+n} \right).$$
345

Учитывая, что $\exp(in\alpha) - \exp(-in\alpha) = 2\cos n\alpha$, получаем

$$f_{c}^{2} = \sum_{n=-M}^{M} I_{n}^{2} + 2 \sum_{n=1}^{N-1} \cos n\alpha \left(\sum_{m=-M}^{M-n} I_{m} I_{m+n} \right). \tag{\Pi3.3}$$

Вычислим теперь величних

$$J = \int_{0}^{\pi} f_c^2 \sin \theta d\theta = -\int_{0}^{\pi} f_c^2 d(\cos \theta) = -\sum_{n=-M}^{M} I_n^2 \int_{0}^{\pi} d(\cos \theta) - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N-1} \int_{0}^{\pi} \cos(nkd\cos \theta - n\psi) d(\cos \theta) \left(\sum_{m=-M}^{M-n} I_n I_{m+n}\right). \tag{I3.4}$$

L.2. Первое слажемое в (ПЗ.4) при интегрировании дает результат, равный 2 n-- 11

При вычислении второго слагаемого учтем, что $\cos(nkd\cos\theta - n\psi) =$ $=\cos(nkd\cos\theta)\cos n\psi - \sin(nkd\cos\theta)\sin n\psi$, причем

$$\int_{0}^{\pi} \cos(nkd\cos\theta)\cos n\,d(\cos\theta) = -2\cos n\frac{1}{2}\frac{\sin nkd}{nkd}$$
$$\int_{0}^{\pi} \sin(nkd\cos\theta)\sin n\frac{1}{2}d(\cos\theta) = 0.$$

Окончательно получим для направления $\theta = \theta_{1}$.

$$D = \int_{\mathbb{C}}^{2} (\theta_{v,1}) \left[\sum_{n=-M}^{M} I_{n}^{2} + 2 \sum_{n=1}^{N-1} \cos n \frac{\sin nkd}{nkl} \left(\sum_{m=-M}^{M} I_{m} I_{m+m} \right) \right]^{-1}, \quad (113.5)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фрадин А. З. Антенно-фидерные устройства. — М.: Связь, 1977. — 440 с. 2. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны, — М.: Энергия, 1975. — 528 с.

3. Коротковолновые антенны/ Г. З. Айзенберг, С. П. Белоусов, Э. М. Журбенко и др.: Под общей ред. Г. З. Айзенберга. - М.: Радно и связу, 1985 --535 c.

4. Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродиналике. — М.: Связы, 1971. — 487 с.

5. Лавров Г. А. Взаимное влияние личейных вибраторных антенн. -- М.: Свяла, 1975. — 128 с.

6. Кочержевский Г. Н. Антенно-фидерные устройства. — М.: Радно и связь, 1981. — 280-c

7. Зелхин Е. Г., Сохолов В. Г. Методы синтеза антени. - М. Соз. радио. 1980. — 294 c.

8. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Сонтез излучеющих систем. — М.: Сов ралио, 1974. — 232 с.

9. Ямлольский В. Г., Фролов О. П. Антенны и ЭМС — М.: Радно и связь. 1983. — 272 с.

10. Черенкова Е. Л., Чернышов О. В. Распространение радноволи. - М.: Рално и связь. 1984. — 272 с.

11. Бубнов Г. Г. Антенны радиоустройств - М.: Знание, 1978. - 64 с.

12. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терещин О. Н. Антенны УКВ. Ч. 1, 2. – М.: Связь, 1977. – 667 с.

13. Воскресенский Д. И., Филиппов В. С. Печатные излучатели// Антенны/

Под ред. Д. И. Воскресенского. — М.: Радно и связь, 1985. Вып. 32. -- С. 4-16. 14. Беньковский З., Липинский Э. Любительские антенны коротких и улотракоротких воли: Пер. с польск./ Под ред. О. П. Фролова. - М. Ралио и связь. 1983. — 479 с.

15. Васильз Е. Н. Возбуждение тел вращения. - М.: Радио и связь. 1997. -272 c.

16 Васильев Е. Н., Седельникова З. В., Серегина А. Р. Коническая дизлектрическая антениа. / Раднотехника. — 1983. — № 11. — С. 65-68. 17. Ерохин Г. А., Кочержевский В. Г., Гофман В. Г. Метод синтеза эффек-

тивного возбудителя поверхностной волны// Радиотехника - 1986. - № 1 -C. 72-74.

18. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование лиизовых, сканирующих. широкодиапазонных антени и фидерных устройств. - М.: Энергия, 1973. - 439 с.

19. Захаров Е. В., Пименов Ю. В. Численный анализ лифракции электромагинтных воли на илеально проволящих экранах - М. Препринт Ан СССР.-1984, № 23(395). - 70 c.

20. Ерухимович Ю. А., Тимофеева А. А. Комбинированный рупорный облучатель// Труды ИШИР. - 1979 - № 1. -- С. 75-79.

21. Ерухимович Ю. А., Глазман Я. Д. Малогадаритный рупорный излучатель// Труды НИИР. - 1984. - № 3. - С. 24-27.

22. Казакова Т. А., Снивак Н. Н., Тимофеева А. А. Уменьшение уровия бокового излучения рушорных антени путем непользования поглощающих насадок// Труды НППР. -- 1982. -- № 3. -- С. 16-20.

23. Антенны и устрейства СВЧ (Проектирование фазированных антенных решеток)/ Д. И. Воскрессисний. В. Л. Гостюхии. Р. А. Грановская и др.: Под ред. Д. И. Воскрессиского — М.: Радио и связь, 1981. — Дэт с.

24. Выскрессиский Д. И., Пономарев Л. И., Филиппов В. С. Вынуклые ска-инрующие антенны. — М.: Сов. радно, 1978. — Зил с. 25. Драбкий А. Л., Зузенко В. Л., Кислов А. Г. Антенно-фидерные устрой-

ства. — М.: Сов. радно. 1974. — 536 с.

26. Антенны (Сопременное состояние и проблемы) ' Д. И. Выскрессиенский, В. Л. Гостюхин, К И Гринева и пр. Пол рел. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскре-сенского. -- М.: Сов радио, 1979. -- 207 с.

27. Справолник из радибрелениби связи Под рел. С. В Вородича. - М.: Рално и связь, 1981 -- 416 с.

28. Тимофеева А. А., Хлодкова З. К. Однозеркальные антенны с вынесенным облучателем. от. шилющиеся высокой помехозлицишенностью// Труды НИИР. -- $1982 = N_{0}3 - C_{0}64 = 64$

29. Покрас А. М., Сомов А. М., Цуриков Г. Г. Антенны земных станций спутиньовой связя. — М: Радио и связь. 1985. =- 288 с.

30. Тичофеева А. А., Козповская И. А., Хлопкова З. К. Приемная антенна для земных станций слутникового велиатии с дизметром раскрыва 11 м. работающая в дианачоне 12 ГГп // Труду НИШР. - 1985. - № 3. - С. 5-12.

таконцая в для нозоне 12 стити продах гитити – 1500. – же от сторет 2. 31. Монзинко Р. А., Миллер Т. Ч. Адантикийе антенные решенки: Пер. с анкл. Пол рел. В. А. Лексанскко. – М.: Рално и связь, 1986. – 446 с. 32. Антенны для радиссвязи и радиовешания. Ч. 21 Болоусов С. П., Гуре-вич Р. В. Клигер Г. А. Кузненов В. Д. – М.: Связь, 1880. – С. 119. 33. Белоуков С. П., Клигер Г. А. Электроиалинтная совчестичесть средне-

волновых антени // Труды ШППР. - 1988. - № 3. - С. 20-29.

ЗА Справочных по слутниковой связи и вещанию Тюд ред. Э. Я. Канчора — М.: Радно и связь. 1983. -- 288 с.

346

.....

оглавление

Преднеловие	3
	7
В 1 Назириение перетающей и приемной янтени	7
В 9 Краткие светения об основных параметрах антени	9
В.3 Классификация антени	10
В.4 Основные задачи теории антени	10
ЧАСТЬ І. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН	13
Глава 1. ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗМОЩИЕ НАПРАВЛЕННЫЕ И	
поляризационные своиства митени .	13
1.1. Общие замечания. Характеристика (диаграмма) направленности	13
антенны	10
дения антенны (КУ) и параметры, связанные с КНЛ	19
13. Поляризациенные параметры антени. Туринкетный излучатель	23
Глава 2 СИММЕТРИЧНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВИБРАТОР В СВО-	
БОДНО М ПРОСТРАНСТВЕ	28
2.1. Приближенные законы распределения тока и заряда по вибратору	28
2.2 Задача об излучении топкого симметричного вибратора в строгой	
лектродинамической постановке	32
23 Паправленные своиства симметричного вноратора	30
2 4. Сопротивление излучения. КПД и денствующая длина сихметрич-	41
2.5. Входное сопротивление симметричного вибратора	43
26 Симметричный щелевой вибратор	46
Глава 3. ИЗЛУЧЕНИИ. СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ ВИБРАТОРОВ	51
31 Направленные свойства	51
3.2 Метол изведенных ЭДС. Наведенные и взаимные сопротивления	55
33 Расчет тока в пассивных вибраторах	59
34. Применение обобщенного метода наведенных ЭДС для расчета	()
гохов в связанных впораторых 3.5. В начие изселяно време кашей и бесконовию, протаженией пореру	62
о о влияние идеально проводящен и оссконечно прогяженной новерх-	64
3.5.1. Общие замечания. Метол зеркальных изображений	64
35.2. Излучение симметричных вибраторов, расположенных над	
идеально проволящей и бесконечно протяженной поверхностью	67
3.5.3. Несимметричный вертикальный заземленный вибратор	70

aba	4.	HOME TEH			Louisi		•	• •		. 14
4.1.	Общие св	дения .	· •							74
4.2.	Излучение	линейной	AP .		· •	• •				. 75
4.3.	Линейные	АР с р	авноампли	тудны	м возб	уждени	ем и	лино	ាំអស	м
изме	пением фа	азы.	• •	• •	· ·		•			. 77
	4.3.1. Общ	He COOTHO	шения				•	· .	•	. 77
	4.32. Pex.	им норма.	тьного из.	тучения	I (Ψ=U	1.	•	•	·	. 78
	4.3.3. Pext	им наклон	HOFO H3.1	чения	_(∪<ψ· >bd)	<raj< td=""><td>·</td><td></td><td>·</td><td>. 82</td></raj<>	·		·	. 82
44	H.J.H. PEA	HAD DEBON		ия (ц≠	≈ĸuj				·	. 84
1.1.	\tilde{u}_{N}	перавноме	рности а	sm.m.j	2HOI 0	pactipe	телен	ия на	Д	- o
4 5	Влияние	фазовых.	искажени	 เป้. ผล	т́н 'т	មុខម័ម ខ ំព័			·	. 0/
4.6.	Входное	сопротивл	ение изл	учающ	его эл	емента	A P	Mout	uncr	. 05
H3.1V	чаемая А	P						тощ	nocn	, 92
4.7.	Коэффици	ент напра	влениого	Лействі	ия лине	йных А	P		÷	. 92
4.8	Понятие о	непрерыв	ном линеі	іном и	злучате	ле .	· .			, 96
4.9.	Плоские а	шенные р	ешетки		· .	· ,) 99
4.10.	Неэквиди	стантные	решетки		· .	· .			، ، `	. 105
ава	5.	излучен	HE BO36Y	ждені	ных п	верхн	●CTEI	7/	1	. 106
51	Here is sore			BO BOUG				<u>пи</u>		. 100
Элех	иент Гюйг	ание прин	JUINA JABN	валент	HOCTH	цля рас	чета	цп а	нтен	4. 106
52		а направ	eanocru i	199 V 8 V	 "0.15850	 . 11 KD1	ידער די. אנגרי די	nack		. 100
C CH	нфазным т	с равнеам	Плитулиым	1 BO361	алыны. Ампения	zwi whi	1,1017	pack	UBIBU	, 107
5.3.	Влияние а	MIL HTV. 740	ого распр	алелени	ия на Г	IН излу	/чаюн	 Тих по)Ren3	. 101
1-0CT	ей		· · · ·							. 112
5.4.	Влияние ф	азовых ра	аспределен	ний на	ДН из.	лучающ	(НХ П	верхн	юсте	<u><u>s</u> 115</u>
5.5	Коэффици	ент напра	вленного	действ	ия нзл	учающ	их по	рверхн	юсте	й 116
56.	Методы р	ешения за	дачи синт	геза ан	тенн	• •				. 117
	5.6.1. Пост	ановка за	дачи син	геза аг	тенн					. 117
	5.6.2. Усло	вия суще	ствования	точи	ro neu	IEIIIII	Сверу	напра	влен	1-
					no peu					
1	ность									. 118
1	ность 56.3. При	ближенные	е методы	 решени	ія зада	ч синте	30			. 118 . 120
	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ	ближенные енности с	е методы синтеза А	 решени Р. Дол	ло ред ія зада пьф-чеб	ч Синте ышевск	за не ро	шеткі	I.	. 118 . 12€ . 123
ава	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6.	ближенные енности с Инкотори	е методы снитеза А ыв. вопро	 решени Р. До. осы т	но рец ія зада пьф-чеб ЕОРИИ	ч синте ышевск ПРИЕ	за не ро мных	шеткі АП	TEII	118 12● 123
ава 61	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применени	ближенные бенности с И::Көтөри	е методы снитеза А ып вопро	 решени Р. Дос осы т	ия зада им зада имф-чеб ЕОРИИ	ч Синте ышевск ПРИЕ	за не ро мных	шеткі АП	TEII	. 118 . 120 . 123 H 125
ава 6.1.1 6.2	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применсии Монино, ста	ближенные енности с И:Котори испринии: выделяе	е методы снитеза А ыв вопро па взаими	решени Р. Дос осы т ости д	но ред ія зада њф-чеб ЕОРИИ Ля нзуч	ч синте ышевск ПРИЕ чения и	за не ро мных рнем	шетки АП пых а	ТЕП ИТСН	л 118 л 120 л 123 н 125 н 125 л 125
ава 6.1, 1 6.2, 1	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применсии Мощно сти Согласова	ближенные бенности с III:КФТФРи ис принии: выделяе: иис перета	2 методы снитеза А ыЕ В⊕ПРС па взанин мая в ная ающей п п	решени Р. До. осы т юсти д рузке	ия зада цьф-чеб ЕОРИИ Ля ИЗУ Приемн ща автер	ч Синте ышевск ПРИЕ чения и юй ант	за не рс мных епны	шетке А1 ных а	і ТЕП ИТСН	118 12● 123 H 125 H 125 H 125 129 131
ава 6.1. 6.2. 6.3. 6.4.	несть 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применсии Мощно сти Согласова Эквивален	5лиженные енности с И:КФТФРи в принии: выделяе: пис переда иная нум	2 методы снитеза А ыЕ Вопро па взаими мая в ная ающей п п овал тем	решени Р. До. оСЫ Т ости д рузке приемно перату	 ия зада иьф-чеб ЕОРИИ ля изуч приемн ой антен ра антен ра антен	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п	за не ро мным рпем епны олярт	шетки АП ных а гзащин	і . ТЕП ИТСН	118 12● 123 H 125 H 125 H 125 129 131 133
a B a 6.1. 6.2. 6.3. 6.4.	несть 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применсии Мощно сти Согласовая Эквивален	ближенные венности с инкотори на принин в выделяе инс переда иная шум	е методы синтеза А ыЕ ВФПРС па взаими мая в на ающей и п Фвал тем.	решени Р. До. оСЫ Т юсти д рузке риемно ператуј	ия зада изф-чеб ЕОРИИ Ля изу- приемн ой антер ра анте	ч Синте ышевск прие чения и юй ант ин по п сниы	за не ро мных рнем енны олярн	шетки АП пых а взации	тен Итен	118 120 123 H 125 H 125 H 125 H 125 129 131 133
a B a 6.1, 1 6.2, 1 6.3, 1 6.4, 1 C T E	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применсни Мощно сти Согласова Эквивален эквивален э. П.	ближенные енности с ИЕКФТФРИ не принит в выделяе; ине переда твая шум ТИПЫ	е методы митеза А ын вопро па взаими мая в на ающей и п овал тем. АНТЕНИЯ	решени Р. Дол осы т ости д рузке приемно ператур	и о ред ия зада цьф-чеб ЕОРИИ ля изуч приемн ой антер оа анто ССТРОІ	ч синте ышевск ПРИЕ чения и юй ант ин по п сийы аств	за ие ро мных орнем ослярн	шетки АП ных а гзации	TEIH NTCH	118 120 123 H 125 H 125 H 125 H 125 H 125 H 125 131 131 133 , 137
a в а 6.1, 1 6.2, 1 6.3, 1 6.4, 1 C T E	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применсни Мощно сти Согласова Эквивален 5. 11.	ближенные енности с Инкотори на приним выделяе ние переда тизя шум ТИПЫ	е методы митеза А ын вопро па взаими мая в на ающей и п овал тем АНТЕННЯ	решени Р. Дос оСЫ Т ости д рузке приемис иератуј БХ У	и ред и зада и ф-чеб ЕОРИИ Ля изу приемн ой антен оа анто СТРОИ	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п енчы аств	за ие ро мных епны олярі	шетки АП ных а ізацин	I TEIII HTCH	118 120 123 H 125 H 125 H 125 H 125 129 131 133 ↓ 137
ава 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, СТЕ ава	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален Эквивален 5. 11.	ближенные енности с ИЕКФТФРИ с принил выделяе пис переда гиая шум ТИПЫ ПРОСТЫЕ	е методы синтеза А ые вопро па взаими мая в наз ающей и р овал тем АНТЕННЯ ВИБРАТС	решени Р. Дос осы т ости д рузке риемис ператур ых у орные	и ри ия зада иьф-чеб ЕОРИИ ля изу ириемн ой антер оа анто СТРОИ и Иц	ч Синте ышевск прие чения и ной ант ин по п энчы аств аств	за ие ро мныя рием еины олярі 	шетки АП пых а ізации ЕННЫ	тен итен	118 120 123 H 125 H 125 H 125 H 125 H 127 H 123 H 127 H 133 H 137 B 127
ава 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, СТЕ ава	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален эквивален э 11. 7.	ближенные енности с ИЕКФТФРИ с приниш выделяе пос переда тибая шум ТИПЫ ПРОСТЫЕ ДИЛПАЗО	е методы линтеза А ын Вопро па взанини мая в раз ающей п вощей п вал тем АНТЕНИИ ВИБРАТС НА	решени Р. До, оСЫ Т сости д рузке риемис перату ЫХ У орные	ия зада иьф-чеб ЕОРИИ ля изу- приеми- ой антег- оа анто СТРОИ и ИП	ч синте ышевск прие чения т юй ант ин по п анты аств атвые	за ие ро мных рием еины олярі 	шетки Ан ных а вации Енны	тен итен УК	н 118 120 123 123 125 125 125 127 131 133 137 В 137
ава 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, СТ <u>Е</u> ава 7,1,	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален 5 И. 7. Особеннос	ближенные енности с ИЕКФТФРИ в приниш: выделяе выделяе ис переда изая шум ТИПЫ ПРОСТЫЕ ДИАПАЗО ги антени	е методы линтеза А ын Вопро па взанин мая в наз ающей п п овал тем АНТЕННЯ ВИБРАТО НА УКВ ли	решени Р. До, оСЫ Т ости д рузке риемис перату ЫХ У орные	ия зада цьф-чеб ЕОРНИ ля изу- приемь ла анте ра анте ра анте с СТРОІ 11 Иці а	ч синте ышевск прие чения и ой ант ин по п ениы ICTB чевые	за ие ро мным рием енны олярт Алт	шетки Ан пых а гзации Енны	тен итен УК	118 120 123 H 125 H 125 H 125 129 131 133 133 137 В 137 В 137 137
a B a 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, C T E a B a 7,1, 7,2,	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применсни Мощно сти Согласова Эквивален 5 И. 7. Особеннос Возбужден	5лиженные енности с Инкотори в принция выделяе; выделяе; пис перед тибя шум ТИПЫ ПРОСТЫЕ ДИАПАЗО ти антени ане симм	е методы линтеза А ые вопро па взании мая в на ающей и п овал тем вал тем АНТЕННЯ ВИБРАТС НА УКВ ли гетричных	решени Р. До. оСЫ Т оости д рузке приемис ператур ых у орные апазон вибра	ия зада цьф-чеб ЕОРНИ ля Изу ля Изу ля низу ла анте за анте строи и Иц и а аторов	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п енны аств чсняе симме	за ие ро мпых опны олярі лит тричи	шетки АП ных а наации ЕПППЫ ОЙ ли	телн итен УК	н 118 120 123 н 125 н 125 129 131 133 133 137 В 137 137 137
a B a 6.1 6.2 6.3 6.4 C T E a B a 7.1. 7.2 Pase	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применсни Мощно сти Согласова Эквивален 5. П. 7. Особенност Возбужден ювидности	5лиженные енности с ИЕКФТФРИ в принции в выделяе; пис переда тизя шум ТИПЫ ПРОСТЫЕ ДИАПАЗО ГИ антени ине симм простых	е методы линтеза А ын вопро па взанини мая в ная ающей и и овал тем АНТЕННЯ впырало УКВ ли стричных впыратор	решени Р. До. оСЫ Т оости д трузке приемис ператуј о Х У орные саназон вибра ных ан	ия зада цьф-чеб ЕОРИИ Ля Изу Приемн ба анте са анте ССТРОИ И ИЦ Аторов итенн	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п чины аств чивые симме	за ие ро мпых опны олярі лит тричи	шетки АП ных а наации ЕППЫ ой ли	т ЕП итен У К	н 118 120 123 н 125 н 125 129 131 133 133 137 В 137 137 137 138
а в а 6.1, 1 6.2, 6.3, 6.4, 1 С. Т. Е а в а 7.1, 6 7.2, Разн 7.3, 6	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применсни Мощно сти Согласова Эквивален 5. П. 7. Особенност Возбужден ювидности 8. взбужден	5лиженные енности с ИЕКОТОРИ в принции в принции в выделяе; пис переда иная шум ТИПЫ ПРОСТЫЕ ДИАПАЗО ГИ антени ине симм простых ние симм	е методы линтеза А ын вопро па взанини мая в ная волцей и и овал тем. АНТЕННЯ ВПБРАТС НА УКВ ди тетричных впбратор	 решени Р. До. оСЫ Т оости д рузке приемис перату ЫХ У орные маназон вибра вибра вибра	ия зада цьф-чеб ЕОРИИ Ля Изу Приемн оа антер оа антер оа анте ССТРОИ И ИЦИ а Торов ПСНИ 210ров	ч синте ышевск прие чения т юй ант ин по п эйты аств симме коакси	за ие ро мных епны олярт лит лит тричи гально	шетке Ан пых а вации Енним ой ли	ттен итен УК тниеі	н 118 120 123 н 125 н 125 129 131 133 133 137 В 137 137 137 137 138 137
a B a 6.1, 1 6.2, 6.3, 6 6.4, 1 C T E a B a 7,1, 6 7,2, Pa3F 7,3, 6 7,3, 7	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Сог.тасова Эквивален 5. П. 7. Особенност Возбужден ювидности Возбужден метрируюн	5лиженные енности с ни:котори не приници в выделяе; ние переда тизя шум ТИПЫ простые ди итазо ти антени ние симм простых ние симм им устро	е методы синтеза А ын вопро па взанин мая в ная нощей и и овал тем АНТЕННИ впыралор на УКВ ди стричных впоратор тетричных йства	решени Р. До. оСЫ Т рузке приемис перату ЫХ У орные: апазон вибра вибра	ия зада иф-чеб ЕОРИИ Ля изу приемн- ла антер ла антер а антер (СТРОИ и ИЦ а аторов итенн эторов	ч синте ышевск прие чения т пой ант ин по п энты аств симме коакса	за ие ро мных епны олярт лит лит тричи гально	шетке Ан пых а гзации Енны ой л ой л	і ТЕП УК УК	н 118 120 123 н 125 н 125 131 133 133 133 133 137 В 137 137 137 137 138 137 138 137 138 137 141
а в а 6.1. 6.2. 6.3. 6.4. С Т Е а в а 7.1. 7.2. Разн 7.3. Сим 7.3.	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален 5. П. 7. Особенности Возбужден метрируюн Биконичес	5лиженные енности с ни:котори ие приници в выделяе: пис переда тиая шум ТИПЫ простые димпазо ти антени ние симм простых ние симм ие симм ие симм	е методы синтеза А ын вопро па взанин мая в ная пощей п п овал тем АНТЕННИ ВИБРАТС НА УКВ ли етричных вибратор тетричных йства торы	решени Р. До. оСЫ Т оости д рузке рузке приемис ператуј ЫХ У рРНЫЕ апазон вибра ных ан вибра	ия зада иф-чеб ЕОРИИ ля изу приемн- ой антер оа антер а антер ССТРОИ и ИЦ и ИЦ а аторов итенн эторов	ч синте ышевск прие чения г ной ант ин по п энчы аств симме коакси	за ие ро мпых епны олярі лит тричи тально	шетке Ан ных а ізацин Еінны Ой лі Ой лі	і ТЕП УК УК	н 118 120 123 н 125 н 125 129 131 133 133 133 133 137 В 137 137 138 137 138 137 138 137 141 145
а в а 6.1, 1 6.2, 6.3, 6.4, 6.4, 6.4, 6.4, 6.4, 6.4, 6.4, 6.4	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален о И. 7. Особеннос Возбужден овилиости Возбужден метрируюн Бикончесс Несламетр	ближенные енности с ИЕКФТФРИ в приниш в выделяе ине переда тиая шум ТИПЫ простые простые ине симм ирестых ине симм ине симм ине симм	е методы синтеза А ын вопро па взанини мая в нан ающей и п овал тем вал тем Антенни вибратор вибратори стричных иства торы браторы	решени Р. Дос оСЫ Т оости д рузке приемис ператуј ЫХ У орные апазон вибра вибра	ия зада иф-чеб ЕОРИИ ля изу приемн от антер а антер а антер ССТРОІ и ИЦ и ИЦ а аторов поров	ч синте ышевск прие чения т ной ант ин по п энчы аств симме коакси	за ие ро мныя рием енны олярі лиг тричь	шетки А11 пых а гзации Е1111ы ой ли	н ТЕП ИТСН УК ЛНИеј	н 118 120 123 н 125 н 125 131 133 133 133 133 133 133 137 137 138 137 138 137 138 137 141 141 145 148
а в а 6.1. 1 6.2. 1 6.3. 1 6.4. 1 С. Т.Е а в а 7.1. 1 7.2. Сим 7.3. Сим 7.4. 7.5. 7.6. 7.5. 7.6.	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален э 11. 7. Особеннос Возбужден юовидности Возбужден метрируюн Биконичес Несимметр Активные	ближенные енности с инкотори в принит в принит в выделяе пис переда тиая шум ТИПЫ простые димпазо ти антени ине симм ине симм ине симм ине симм ине вибра вибратори саматора	е методы синтеза А ы Вопро па взаими мая в на ающей п п овал тем. АНТЕНИИ ВИБРАТС ИХВ ли стричных вибратор четричных торы браторы ны антен	решени Р. До. осы т ости д рузке риемис нератур ых у орные апазон вибра вибра	ия зада цьф-чеб ЕОРНИ Ля Изу приемн- оа антен- оа антен- оа антен- и Пци аторов псин- оторов	ч синте ышевск прие чения т юй ант ин по п эниы iCTB симме коакси	за ие ро мным епны олярі лиг тричн	шетки А11 ных а изации Е1111ы Сой ли	ттелн ттел ук пниеј	н 118 120 123 123 129 123 125 129 131 133 137 В 137 137 В 137 137 137 137 137 137 137 137
a B a 6.1. (6.2. , 6.3. (6.4. (7.1. () 7.2. Pase 7.3. (7.4. 7.5. 7.6.) 7.7. 1	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален • И. 7. Особеннос Возбужден ювидности Возбужден метрируюн Биконичес Несимметр Активные Щелевые	ближенные енности с инкотори выделяе выделяе ние переда тиая шум ТИПЫ простые димпазо ги антени ане симм простыя пие симм простые симм ине симм ине симм ине вибра опчные вибратори резонатори	е методы линтеза А ын Вопро па взанини мая в нал ающей п п овал тем. АНТЕННИ ВИБРАТС НА УКВ ли етричных вибратор четричных йства торы браторы ные антен	решени Р. До, осы т рузке риемис ператур ых у орные запазон вибра ных ан вибра ны ны	ия зада цьф-чеб ЕОРНИ Ля Изу Приемне оа анто СТРОИ И ИЦ а аторов псин эторов	ч синте ышевск прие чения и ой ант ин по п эниы 1СТВ симме коакси	за не ро мныл епны олярі лиг тричн	шетки Алл пых а гзации Елины Слі	теп теп ук тние	118 120 123 125 127 127 128 129 121 125 126 127 131 133 133 133 133 137 B 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 138 141 145 148 150 152
a B a 6.1. 6.2. 6.3. 6.4. 7.1. 7.2. Pase 7.1. 7.3. 7.4. 7.5. 7.4. 7.5. 7.4. 7.5. 7.4. 2.5. 7.4. 2.5. 7.4. 2.5. 7.5. 7.5. 7.5. 7.5. 7.5. 7.5. 7.5	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применени Мощно сти Согласова Эквивален о И. 7. Особенност Возбужден овилиости Возбужден овилиости Возбужден Сиконичес Несимметр Активные Щелевые 8.	5лиженные енности с ин:котори выделяе выделяе инс переда тизя шум тИПЫ простые ди лазо ти антени ане симм простых ине симм ине симм ине симм ине симм вибратори разонатори АнтЕННЫ	е методы синтеза А ын Вопро па взанини мая в назанини овал тем. АНТЕНИИ ВИБРАТО НА УКВ ди стричных йства торы цетончы ные антени и попере	решени Р. До, осы Т оости д рузке риемис цератур ых у орные вибра ных ан вибра ны с ем чного	ия зада цьф-чеб ЕОРНИ ля изу- приемне ла анте ла анте ла анте от а анте от а анте то ров поров поров и ост	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п эниы аств симме коакси	за не ро мНЫя рнем сины 0.1ярн ллян тричн тально 13.7.57	шетки Ал пых а гзации ЕППИ ЕППИ ОЙ ли ОЙ ли СЙ ли	тенн итен УК пние пние л УК	118 120 123 123 125 127 128 129 131 133 133 133 133 133 137 B 137 137 137 137 138 137 138 141 145 142 143 145 150 152 B
а в а 6.1 6.2 6.3 6.4 7.1 7.2. Разн 7.3 Сим 7.4. 7.5. 7.6 7.7. 1 а в а	ность 5.6.3. При 5.6.4. Особ 6. Применсни Мощно сти Согласова Эквивален 9 П. 7. Особенности Возбужден ювилиости Возбужден ювилиости Возбужден виконичес Неслиметр Активные Щелевые 8.	5лиженные енности с ни:Котори в приниш: выделяе; пис переда тибая шум ТИПЫ простые ди лпазо ти антени ане симм простых ине симм име симм име устро кие выбра опиные ви вибратори разонатори ди лпазо	е методы линтеза А ые вопро па взанини мая в наз ающей п п овал тем. АНТЕНИЯ ВПБРАТО НА УКВ ли тетричных вибратори на алтени ные антени ные антени и попЕРЕ ил	решени Р. До. осы Т ости д рузке приемис цератур ых у орные вибра ных ан вибра ны с ем чного	ия зада цьф-чеб ЕОРНИ Приемн- ля изу правите а анте ССТРОН и ИЦ а аторов псен поров и ост	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п энны аств чивые симме коакси	3а не ро мных рнем сины олярт лли тричн цально 13.75%	шетки Ан пых а вации Енны ой ли ой ли	ттен итен УК иниеі иниеі	118 120 123 123 125 127 128 129 131 133 137 137 138 137 138 141 142 152 B 153
а в а 6.1. : 6.2 6.3. : 6.4. : 7.1. : 7.2. Разн 7.3. Сим 7.4. 7.5. 7.6 7.7. 1 а в а 8 1.	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применсии Мощно сти Согласовая Эквивален 6. И. 7. Особенност Возбужден метрируюп Биконичесс Несимметр Активные Щелевые 8. Слифазны	5лиженные енности с ни:котори в принции в выделяе; ние переда тиая шум ТИПЫ простые ди ллазо ти антени апе симм простых ине симм ине симм ине симм ине симм ине симм вибратори разонатори ди ллазо е вибрато	е методы линтеза А ые вопро па взанини мая в ная пощей и п овал тем. АНТЕННЯ вибратор на вибраторы истричных йства торы браторы ные антен ные антен ил рные анто	решени Р. До. оСЫ Т оости д рузке приемис ператур ЫХ У орные вибра ных ан вибра ны Ем чного	ия зада иф-чеб ЕОРИИ Ия Изу приемн- ла итер а анте (СТРОИ и Ици а аторов поров и ОСР и ОСР решетки	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п анты аств симме коакси свого и	3а ие ро мНЫх ирнем епны олярт лит тричи иально 13.75%	шетки Ан пых а вации Енны ой ли ой ли	ттен итен УК пниеј	118 120 123 125 125 127 128 129 131 133 133 133 133 133 137 B 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 137 138 141 145 142 150 153
a B a 6.1. : 6.2 6.3. : 6.4. : 7.1. : 7.2. Pa3F 7.3. Cum 7.4. 7.5. 7.5. 7.5. 7.5. 7.5. 8 B a 8 1. 8 2.	ность 5.6.3. При- 5.6.4. Особ 6. Применсии Мощно сти Согласовая Эквивален 6. И. 7. Особенност Возбужден метрируюн Биконичесс Несимметр Активые Щелевые 8. Слифазны/	ближенные енности с ни:Котори в принции в выделяе; ние переда изая шум ТИПЫ простые ди лпазо ти антени ине симм простых ине симм ине симм и симо обратори саматори саматори саматори саматори	е методы линтеза А ын Вопро па взанини мая в ная пощей и п овал тем вал тем АНТЕННЯ впбратор на впбраторы истричных впбраторы истричных иства торы браторы ные антен ные антен ил рные анто	решени Р. До. оСЫ Т оости д рузке приемис ператуј ЫХ У орные аназон вибра ных ан вибра ных ан вибра чны ны чного чные антенни	ия зада цьф-чеб ЕОРИИ Ля ИЗУ Приемн ба анте са анте ССТРОИ И ПЦ а торов ПСНИ Эторов И ОСГ решеткы	ч синте ышевск прие чения и юй ант ин по п энны аств симме коакси	3а ие ро мНЫх ирпем епны сины лит тричи иально иально	шетки Ан пых а гзации енныя ой ли ой ли нЕнняя	ттен итен УК иние иние иние	118 120 123 125 125 127 127 128 131 133 133 133 133 133 137 B 137 138 141 141 142 150 153 156
	4.2 4.3. изме 4.4. лине 4.5. 4.6. излу 4.7. 4.8. 4.9. 4.10. а в а 5 1. Элем 5.2. с спи 5.3. 1-ост 5.4. 5.5. 5 6.	 4.2. Излучение 4.2. Излучение 4.3. Линейные изменением фа 4.3.1. Общ 4.3.2. Режи 4.3.3. Режи 4.3.3. Режи 4.4. Влияние линейной АР 4.5. Влияние 4.6. Входное излучаемая АІ 4.7. Коэффиции 4.8. Понятие о 4.9. Плоские а 4.10. Неэквили а в а 5. 5.1. Использов Элемент Гюйт 5.2. Диаграмм с синфазным н а. Влияние ф 5.5. Коэффиции 5.6.1. Пост 5.6.2. Усло 	 4.2. Излучение линейной 4.3. Линейные АР с р изменением фазы 4.3.1. Общие соотно. 4.3.2. Режим норма. 4.3.3. Режим норма. 4.3.3. Режим осевог 4.4. Влияние неравноме линейной АР 4.5. Влияние фазовых 4.6. Входное сопротивл. излучаемая АР 4.7. Коэффициент напра 4.8. Понятие о непрерые 4.9. Плоские антенные р 4.10. Неэквилистоитные а в а 5. ИЗЛУЧЕН 5.1. Использование прин Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма направа. с синфазным и равноам. 5.5. Коэффициент напра 5.6.1. Постановка за 5.6.2. Условия суще 	 4.2. Излучение линейной АР 4.3. Линейные АР с равноампличизменением фазы 4.3.1. Общие соотношения 4.3.2. Режим нормального изл 4.3.3. Режим нормального изл 4.3.4. Режим осевого излучен 4.4. Влияние неравномерности азлинейной АР 4.5. Влияние фазовых искажени 4.6. Входное сопротивление изл тилейной АР 4.7. Коэффициент направленного 4.8. Понятие о непрерывном линей 4.9. Плоскис антенные решетки 4.10. Неэквилистантные решетки а в а 5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУ 5.1. Использование принициа экви Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма направленности г с синфазным и равноамплитудным 5.3. Влияние амплитудного распри- ностей 5.4. Влияние фазовых распределен- 5.5. Коэффициент направленности 5.6.1. Постановка задачи синту 	 4.2. Излучение линейной АР 4.3. Линейные АР с равноамплитудныя изменением фазы 4.3.1. Общие соотношения 4.3.2. Режим нормального излучения 4.3.3. Режим нормального излучения 4.3.4. Режим осевого излучения (Ф2 4.4. Влияние неравномерности амплитулинейной АР 4.5. Влияние фазовых искажений на 4.6. Входное сопротивление излучающи излучаемая АР 4.7. Коэффициент направленного действи 4.8. Полятис о нечрерывном линейном и 4.9. Плоские антенные решетки 4.10. Неэквидисталтные решетки а в а 5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИ 5.1. Использование принцина эквивалент Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма паправленности ирямоу с синфазным и равиоамплитудным возбу 5.3. Влияние амплитудного распределени 5.4. Влияние фазовых распределений на 5.6.1. Постановка задачи синтеза ап 5.6.2. Условия существования существования синетая ап 5.6.2. Условия существования синтеза ап 5.6.2. Козффициент направленного действи 	 4.2. Излучение линейной АР 4.3. Линейные АР с равноамплитудным возб изменением фазы 4.3.1. Общие соотношения 4.3.2. Режим нормального излучения (ψ=0 4.3.3. Режим осевого излучения (ψ≥kd) 4.4. Влияние неравномерности амплитудного линейной АР 4.5. Влияние фазовых искажений на ДН ли 4.6. Входное сопротивление излучающего эл излучаемая АР 4.7. Коэффициент направленного лействия лине 4.8. Понятис о непрерывном линейном излучате 4.9. Плоские антенные решетки 4.10. Неэквидистантные решетки а в а 5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ По 5.1. Использование принцина эквивалентности д Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма направленности ирямоутольных с синфазным и равноамплитудным возбуждения Б.3. Влияние фазовых распределений на ДН нз. 5.4. Влияние фазовых распределений на ДН нз. 5.5. Коэффициент направленности ирямоутольных с синфазным и равноамплитудным возбуждения Б.3. Влияние амплитудного распределения на Д ностей 5.4. Влияние алилитудного распределения на Д ностей 5.4. Влияние аловых распределений на ДН нз. 5.6.1. Постановка задачи синтеза антенн 5.6.1. Постановка задачи синтеза антенн 5.6.2. Условия существования точного рействия социето рабование на распределения на дненн 	 4.2. Излучение линейной АР 4.3. Линейные АР с равноамплитудным возбуждени изменением фазы 4.3.1. Общие соотношения 4.3.2. Режим нормального излучения (ψ=0) 4.3.3. Режим наклонного излучения (ψ≥kd) 4.3.4. Режим осевого излучения (ψ≥kd) 4.4. Влияние неравномерности амплитудного распредлинейной АР 4.5. Влияние фазовых искажений на ДН линейной 4.6. Входное сопротивление излучающего элемента излучаемая АР 4.7. Коэффициент направленного действия линейных А 4.8. Понятие о непрерывном линейном излучателе 4.9. Плоскис антенные решетки 4.10. Неэквидистантные решетки 4.10. Неэквидистантные решетки 5.1. Использование принициа эквивалентности для рас Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма направленности прямоугольных и кру с синфэзным и равиоамплитудным возбуждением 5.3. Влияние фазовых распределений на ДН излучающ 5. Коэффициент направленности ирямоугольных и кру с синфэзным и равиоамплитудным возбуждением 5. Коэффициент направленности ирямоугольных и кру с синфэзным и равиоамплитудным возбуждением 5. Коэффициент направленности ирямоугольных и кру с синфэзным и равиоамплитудным возбуждением 5. Коэффициент направленности для рас 	 4.2. Излучение линейной АР 4.3. Линейные АР с равноамплитудным возбуждением и изменением фазы 4.3.1. Общие соотношения 4.3.2. Режим нормального излучения (ψ=0) 4.3.3. Режим наклонного излучения (0<ψ<kd)< li=""> 4.3.4. Режим осевого излучения (0<ψ<kd)< li=""> </kd)<></kd)<> 4.4. Влияние неравномерности амплитудного распределени линейной АР 4.5. Влияние фазовых искажений на ДН линейной реше 4.6. Входное сопротивление излучающего элемента АР. 4.7. Коэффициент направленного лействия линейных АР 4.8. Понятис о непрерывном линейном излучаелее 4.9. Плоскис антенные решетки 4.10. Неэквидистантные решетки а в а 5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ Поверхностей 5.1. Использование принцина эквивалентности для расчета. Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма паправленности прямоутольных и круглых с синфэзным и равноамплитудным возбуждением 5.3. Влияние фазовых распределений на ДН излучающих по 5.5. Коэффициент направленного действия на ДН излучающих по 5.6.2. Условных распределений на ДН излучающих по 5.6.2. Условных распределения точного действия спения 	 4.2. Излучение линейной АР 4.3. Линейные АР с равноамплитудным возбуждением и линей изменением фазы 4.3.1. Общие соотношения 4.3.2. Режим нормального излучения (ψ=0) 4.3.3. Режим нормального излучения (0<ψ<kd)< li=""> 4.3.4. Режим осевого излучения (0<ψ<kd)< li=""> </kd)<></kd)<> 4.4. Влияние неравномерности амплитудного распределения на линейной АР 4.5. Влияние фазовых искажений на ДН линейной решетки 4.6. Входное сопротивление излучающего элемента АР. Мощ излучаемая АР 4.7. Коэффициент направленного лействия линейных АР 4.8. Понятис о непрерывном линейном излучателе 4.9. Плоские антенные решетки 4.10. Неэквидистантные решетки а в а 5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ Поверхностей 5.1. Использование принцина эквивалентности для расчета ДН ан Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма направленности прямоугольных и круглых раску с синфазиым и равноамплитудным возбуждением 5.4. Влияние фазовых распределений на ДН излучающих поверхностей 5.4. Влияние задачи синтеза антенн 5.6.1. Постановка задачи синтеза антенн 5.6.2. Условия с учиствования гочносо решения. Сверхналая 	 1.1. Общие состношения 4.2. Излучение линейной АР 4.3. Линейные АР с равноамплитудным возбуждением и линейных изменением фазы 4.3.1. Общие соотношения 4.3.2. Режим нормального излучения (ψ=0) 4.3.3. Режим посевого излучения (ψ≥kd) 4.4. Влияние неравномерности амплитудного распределения на ДІ линейной АР 4.5. Влияние фазовых искажений на ДН линейной решетки 4.6. Входное сопротивление излучающего элемента АР. Мощности излучаемая АР 4.7. Коэффиниент направленного действия линейных АР 4.8. Понятис о непрерывном линейном излучателе 4.9. Плоские антенные решетки 4.10. Неэквидистантные решетки а в а 5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ Поверхностей 5.1. Использование принцина эквивалентности для расчета ДН антенн Элемент Гюйгенса 5.2. Диаграмма паправленности ирямоугольных и круглых раскрыво с синфазным и равномплитудным возбуждением 5.3. Влияние амплитудного распределения на ДН излучающих поверхностей 5.4. Влияние фазовых распределений на ДН излучающих поверхносте 5.6. Методы решения задачи синтеза антени 5.6.1. Постановка задачи синтеза антени

~_j

8.3.	Антенны в печатном исполнении		
8.4.	Директорные антенны	• •	
8.5.	Логопериодические вибраторные антенны	• •	•
8.6.	Спиральные ангенны.		•
8.7.	Антенны поверхностных волн (ЛПВ)		•
	8.7.1. Диэлектрические стержневые антенны	• •	•
	8.7.2. Плоские антенны поверхностных волн	·	٠
		·	•
1 лава	0 ATTENTS PT IDEALITERHIP	·	• •
Ad U	Рупорные аптенны		•
•	9.1.1. Принили деиствия; основные своиства		•
0.0	9.1.2. Руноры с круговон поляризациен поля	•	•
92.	Зеркальные нараоолические антенны		
	9.2 Г. Принани депствия параоослической антенны и ее	геоме	1 (1)11-
	999 Прибликовины матели раского интрамми напра	 B 1044	0011
	извайоловия иныс метеды расчета днаграммы напра	D'ICUII	UCIN
	0.23 Карфиниции направновыта тействия наработник	eroù	
	тепны	LCK01	111-
	924 Влияние точности выполнения з сока выой антоним	113 - 66	
	правленные своиства		
	9.2.5. Влияние зеркала на входное сопротивление облуча	птеля	
	92.6. Управление диаграммой направлевности нараб	личес	коге
	Зеркала		
93	Двуузеркальная антенна		
9.4.	Облучатели зеркальных антенн		
95.	Антенна — нараболический цилиндр. Уголковая антенна		
9.6.	Уровень излучения наряболической антенны в области	тени	(pc-
337.3	ьтаты применения геомегрической теории дифракции)		
Глава	а то скал прующие антенные релистки и ре	HER	ИC
• .1 // 11 0	ΟΕΡΑΒΟΤΚΟΓΙ ΕΙΙΓΗΑ ΖΟΒ.		
10	HAMPHOND II MOTO IN CEPTUDADAULU		
101	разначение и четоды сканирования		
1.0.2	10.2.1. Требования к шагу решетки		
	10.22 Us ivusionine science ΦAP		• •
	1023. Взаимное влияние элементов ФАР	·	
	10.2.4. Схемы возбужления ФЛР		
	19.25. Способы фазирования		
	102.6 Активные фазированные антенные решетки (АФ.	(AP)	
10.1	3. Многолучевые автенные решегки	,	
10 -	. Антенные решетки с обработкой сигналов		
	10.4.1. Мезеды обработки сигналов		
	10.4.2. Адантивные антенные решетки (ААР)		
F 1 4 B 7	11 АНТЕННЫ ДЛЯ РАДИОРЕЛЕЙНЫХ ЛИНИР	KOC W	ПЧТ
	CKOT PAIMOCBSBIER TLAEBILIERING		
1 1 1	Тельризнания англият		-
1 . i 1 1 ¢	і. телевизионные антенны . Э. Антенны воливо лиция лиций	•	
114	ланство радичрсасниох анинн 1191 Антынин DD7 подкой ризниести	•	•
	11.2.1. ABTCHING FEAT HEAMON BHANNUCHT		
	11.2.3. Пассивные ветоянстватовы это DDЛ	-	
119	ла чла сцопок регранституры для гга В Антерны эта спутниковой и касминескай возноеваян	·	
11.	. Питание антони гля разиоветейный спутициовой и ко	СМПЛЮ	- - KOÚ
י.ני דוגת	иосвязи	e un net	
P Par		• •	• •
Глава	12. АНТЕННЫ ДІЛАМЕТРОВЫХ (ПОРОТИХ) ВОЛН	•	•
√ 12.1	. Особенности антени декаметровых воли и требовани	я, пре	с.1Ъ•
яB.1	яемыёкинм		•
350			

 12.2. Простые антенны декаметровых волн 12.3. Синфазная горизонтальная диапазопная антенна (СГД) 12.4. Ромбическая антенна 12.5. Антенна бегущей волны с элементами связи 12.6. Логопериодическая антенна (ЛПА) 12.7. Некоторые вопросы питания коротковолновых антенн 12.8. О многократном использовании антейн 	276 281 287 291 295 297 301
Глава 13. АНТЕННЫ ДЛЯ РАДНОСВЯЗИ И РАДНОВЕЩАНИЯ НА МИРИАЙ ИСТРОВЫХ (СВЕРХДЛИННЫХ), КИЛОМЕТРОВЫХ (ДЛИННЫХ) И ГЕКТОМЕТРОВЫХ (СРЕДНИХ) ВОЛНАХ	304
13.1. Вопросы разработки сверхдлиниовелневых (СДВ), длинноволно- вых (ДВ) и средневелневых (СВ) передающих антени ✓13.1.1. Осебенности антени данных диалазенев и требования,	3 0-1
предъявляемые к ним 13.1.2. Методы улучщения основных параметров СДВ, ДВ и СВ	3 04
антенн 13.1.3. Питание С.ДВ. ДВ и СВ аптенв 13.2. Средноволновые всшательные антенны 13.3. Приемиые длинвоволновые и средневолновые антенны	307 314 316 322
Глава 14 вопросы электрома йниной совместимости антенн	3 32
14.1. Параметры аптени, определяющие электромагнитную совмести- мость 14.2. Методы снижения бокового излучения апертурных антени 14.3. Активные методы борьбы с помехами	332 335 339
Ириложе нис1. Расчет токов в вибраторах, интаемых последовательно симметричным фидером (АБВ с элементами связи, ЛПА) Приложение 2. Структурная схема программы расчета направленных свойств нараболической антенны с синфальным осестиметричным рас-	341
иределениез поля в раскрыве (рис. 112.1) Приложение 3. Коэффициент направленного действия линейных АР Список литературы	345 345 346

Учебное издание

Кочержевский Георгий Николаевич, Ерохин Густав Арсентьевич, Козырев Николай Данилович

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОПСТВА

Учебник

Заведующий редакцией В. Л. Стерлигов. Редактор В. А. Лаэпрева. Художественный ретактор А. С. Широков. Художник Ю. В. Архангельский. Технический редактор А. Н. Золотирева. Корректор Л. А. Буданцева

. .

ИБ № 1678

Сдано в набор 8.6.58 Бумага тип. № 2	Подинсано в печать Гаринтура литературная	11.11.83 Т-21-05 Печать выская Тирана 21 700 года	Формат 60×90/6 Усл. неч. л. 21,56
Зак № 6464. Цена	1 р 10 к	тираж 24 60 экз.	113
Издательство «Радно и	связь». 101€00 Масква, По	очтамт, а я 693	

Ордена Октябрьской Ревелюции и ордена Трудового Красного Знамени МПО «Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова» Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли: 113054, Москва, Валовая, 25.