621.396.67
А 72

УЧЕБНИК

ДЛЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

СПЕЦИАЛЬНОСТЬ



АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

2-е издание

Горячая линия–Телеком

Г. А. Ерохин
О. В. Чернышев
Н. Д. Козырев
В. Г. Кочержевский

Г. А. Ерохин
О. В. Чернышев
Н. Д. Козырев
В. Г. Кочержевский

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Под редакцией Г. А. Ерохина

2-е издание

Рекомендовано
Министерством связи Российской Федерации
в качестве учебника для студентов вузов
обучающихся по специальности 2011
(Радиовещание, радиосвязь, телевидение)

Москва
Горячая линия - Телеком
2004

ББК 32.845
А72

Антенно-фидерные устройства и распространение радио-
А72 волн: Учебник для вузов / Г.А. Ерохин, О.В. Чернышев, Н.Д. Козырев, В.Г. Кочержевский; Под. ред. Г.А. Ерохина. – 2-е изд., испр. – М.: Горячая линия–Телеком, 2004. – 491 с.: ил.

ISBN 5-93517-092-2

Излагаются основные вопросы теории излучения и приема радиоволн, рассматриваются наиболее распространенные типы антенно-фидерных устройств и методы их расчета, особенности линии питания антенн различных волн, а также вопросы электромагнитной совместимости антенн, общая теория и особенности распространения радиоволн различных диапазонов. Особое внимание уделено вопросам, имеющим непосредственное отношение к проектированию и эксплуатации систем радиосвязи, радиовещания и телевидения.

Для студентов специальности «Радиосвязь, радиовещание, телевидение». Может быть полезна также студентам других радиотехнических специальностей, связанных с расчетом и эксплуатацией соответствующих радиосистем.

ББК 32.845

Адрес издательства в Интернет www.techbook.ru
e-mail: radios_hl@mtu-net.ru

ISBN 5-93517-092-2

© Ерохин Г.А., Чернышев О.В.,
Козырев Н.Д., Кочержевский В.Г., 2004
© Оформление издательства
«Горячая линия–Телеком», 2004

ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебник «Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн» написан коллективом авторов в соответствии с действующей программой и предназначен для студентов специальности «Радиосвязь, радиовещание и телевидение». В основу учебника положены лекции, читаемые авторами в Московском техническом университете связи и информатики.

Учебник можно разделить на три части. В первой части (гл. 1–5) излагаются основные вопросы теории излучения и приема радиоволн. Во второй части (гл. 6–13) рассматриваются наиболее распространенные типы антенных устройств и методы их расчета, особенности линии питания антенн различных волн, а также вопросы электромагнитной совместимости антенн. В третьей части (гл. 14–24) рассматриваются общая теория и особенности распространения радиоволн различных диапазонов. В книге наряду с традиционными вопросами освещаются последние достижения в области антенно-фидерных устройств и распространения радиоволн. Особое внимание уделяется вопросам, имеющим непосредственное отношение к проектированию и эксплуатации систем радиосвязи, радиовещания и телевидения.

Изложение всех вопросов ведется с использованием единой классификации частотных диапазонов по длинам волн. После каждой главы дается ряд контрольных вопросов: основных и дополнительных. Основные, более простые вопросы предполагают овладение студентами материалом учебника, дополнительные – ориентированы на использование указанных в списке литературы монографий и учебных пособий. Книга может быть использована при подготовке бакалавров по направлению «Телекоммуникации», а также студентами других радиотехнических специальностей, связанных с расчетом и эксплуатацией соответствующих радиосистем.

Предисловие и введение написаны Г. А. Ерохиным и О. В. Чернышевым, гл. 1–7, 9 – Г. А. Ерохиным, гл. 14–24 – О. В. Чернышевым, гл. 8, 10, 13 – Н. Д. Козыревым, гл. 11, 12 – В. Г. Кочержевским.

ВВЕДЕНИЕ

В.1. Назначение передающей и приемной антенн. Влияние среды на условия распространения радиоволн

Антенны являются обязательным элементом любой системы радиосвязи, радиовещания, телевидения, а также других радиотехнических систем, использующих для передачи информации свободное распространение электромагнитных волн. Существенное влияние на работу этих систем оказывает также среда, в которой происходит свободное распространение волн: атмосфера, Земля, космическое пространство и т.п.

Функции антенн в указанных системах сводятся к излучению или приему электромагнитных волн. Соответственно различают передающие и приемные антенны, подключаемые либо к передатчику, либо к приемнику. Указанное подключение осуществляется обычно не непосредственно, а с помощью линий передачи энергии (фидеров).

Передающая антенна преобразует энергию волн, поступающих по фидеру от передатчика к антенне, в энергию свободных колебаний, распространяющихся в окружающем пространстве. *Приемная антенна*, напротив, улавливает энергию свободных колебаний и превращает ее в энергию волн, которая поступает по фидеру на вход приемника.

Передающая антенна должна не просто излучать электромагнитные волны, а обеспечивать наиболее рациональное распределение излучаемой энергии в пространстве. В соответствии с этим одной из основных характеристик передающих антенн является *характеристика* (или *диаграмма*) *направленности* – зависимость излучаемого поля от положения точки наблюдения; при этом точка наблюдения должна находиться на неизменном большом расстоянии от антенны (в дальней зоне). Требования к направленным свойствам антенн колеблются на практике в очень широких пределах – от близких к ненаправленным (например, для систем радиовещания и эфирного телевидения) до резко выраженной направленности в определенном направлении, что позволяет без увеличения мощности передатчика увеличивать напряженность поля, излучаемого в данном направлении, в тысячи и даже миллионы раз по сравнению с ненаправленными излучателями. Подобные антенны широко используются для целей дальней космической связи, в радиолокации, радиоастрономии и др. Кроме того, направленность излучения позволяет уменьшать помехи соседним радиотехническим системам, т.е. способствует решению проблемы электромагнитной совместимости (ЭМС). Отметим, что высокая направленность достигается только тогда, когда размеры антенны существенно превосходят длину волны колебаний.

Для приемных антенн диаграмма направленности (ДН) – это зависимость тока в нагрузке антенны, т.е. в конечном счете в приемнике, или ЭДС, наводимой на входе приемника, от направления прихода электромагнитной волны, облучающей антенну. Наличие направленных свойств у приемных антенн позволяет не только увеличивать мощность, выделяемую током в нагрузке, но и существенно ослаблять прием различного рода помех, т.е. повышает качество приема.

Основные характеристики приемных антенн, в том числе ДН, могут быть найдены, если известны аналогичные характеристики в случае, когда эти же антенны работают в передающем режиме. По этой причине нет необходимости изучать отдельно теории передающих и приемных антенн. Обычно свойства антенн изучать более просто в передающем режиме. По этой причине всюду ниже, если не будет оговорено особо, подразумевается, что антенна работает в передающем режиме.

Отметим, что из возможности использовать любую передающую антенну для приема электромагнитных волн и наоборот не следует, что передающие и приемные антенны всегда идентичны по конструкции. Даже для одного и того же типа антенны в передающем режиме в отличие от приемного необходимо решать специфические проблемы, связанные, например, с высоким уровнем мощности, поступающей от передатчика и могущей вызвать пробой антенны.

При изучении свойств антенн принято считать (кроме случаев, когда излучатели расположены непосредственно у поверхности Земли), что антенна находится в свободном пространстве, т.е. в неограниченной однородной среде без потерь с относительными диэлектричес-

кой (ε_r) и магнитной (μ_r) проницаемостями, равными единице, что в точности соответствует вакууму и приближенно – воздушной среде. Влияние факторов, связанных с особенностями влияния среды на процесс передачи энергии от передающей к приемной антенне, изучается в теории распространения радиоволн.

Важную роль в работе антенных устройств играет линия питания (фидер), которая передает энергию от генератора к антенне (в передающем режиме) или от антенны к приемнику (в режиме приема). Основные требования к фидеру сводятся к его электрогерметичности (отсутствию излучения энергии из фидера) и малым тепловым потерям. В передающем режиме волновое сопротивление фидера должно быть согласовано с входным сопротивлением антенны (что обеспечивает в фидере режим бегущей волны) и с выходом передатчика (для максимальной отдачи мощности). В приемном режиме согласование входа приемника с волновым сопротивлением фидера обеспечивает в последнем режим бегущей волны, согласование же волнового сопротивления фидера с сопротивлением нагрузки – условие максимальной отдачи мощности в нагрузку приемника. В зависимости от диапазона радиоволн применяют различные типы фидеров: двух- или многопроводные воздушные фидеры, волноводы прямоугольного, круглого или эллиптического сечений, линии с поверхностной волной и др. Общая теория подобных фидеров изучается в курсе технической электродинамики, поэтому основное внимание в книге будет уделено изучению специфических вопросов конструирования и эксплуатации фидеров.

Используемые на практике антенны и антенные системы не ограничиваются, естественно, теми устройствами, которые описаны в книге. Здесь помещены сведения только об основных типах антенн, применяемых в системах радиосвязи, радиовещания, телевидения. В дальнейшем для краткости эти системы будем называть также радиолиниями. Следует особо отметить, что многие типы антенн, используемые в радиолиниях, представляют собой зачастую весьма сложные сооружения, в частности комплексы, органично сопряженные с блоками обработки сигналов. Высокая стоимость таких антенн, составляющая до 50 % общих затрат, является не только главным фактором при выборе варианта построения радиолинии, но и определяет возможность реализации проекта в целом. В связи с этим экономическая сторона вопроса при разработке антенн должна учитываться с самых ранних стадий проектирования.

На работу любой радиолинии, как упоминалось выше, существенное влияние оказывает среда (тракт) распространения, являющаяся связующим звеном между передающей и приемной антеннами. В простейшем случае, когда распространение происходит в свободном пространстве, это влияние заключается только в ослаблении поля за счет расходимости волны. В случае реальных сред оно гораздо сложнее и многообразнее.

Полупроводниковые свойства земли приводят к утечке энергии поля в Землю. Из-за сферичности Земли возникает дифракция, т.е. огибание волной земного шара. Различного рода неровности земной поверхности рассеивают и отражают радиоволны, изменяют их поляризацию, создают затенение пункта приема. Земля изменяет также свойства антенн, расположенных вблизи ее поверхности.

Атмосфера Земли является поглощающей неоднородной средой, поэтому возникают ослабление сигнала и искривление траектории движения волны. Кроме общей плавной неоднородности в атмосфере всегда присутствуют локальные (местные) неоднородности, которые рассеивают электромагнитные волны. Такое рассеяние, с одной стороны, ослабляет поле прямой волны, а с другой – способствует распространению рассеянной волны далеко за линию горизонта, что и используется в некоторых системах дальней связи.

Верхние слои атмосферы (ионосфера) содержат газ в ионизированном состоянии, что приводит к появлению таких свойств, как дисперсия и анизотропия. Свойство дисперсии означает, что условия распространения волн разных частот различны. Волны с частотами ниже 30 МГц испытывают сильное преломление в ионосфере и отражаются от нее на Землю, обеспечивая дальнюю связь (например, в диапазоне коротких волн). Волны с более высокими частотами сравнительно слабо искривляются в ионосфере, выходят за пределы атмосферы и могут быть использованы в системах космической связи. Из-за дисперсии ионосферы возникают также искажения передаваемых сигналов. Анизотропия ионосферы проявляется в виде двойного лучепреломления волны и эффекта Фарадея (поворота плоскости поляризации волны).

Обычно поле в точке приема формируется несколькими волнами, в результате чего возникают *интерференционные замирания* и *искажения сигналов*. Для ослабления замираний необходимо уменьшить число интерферирующих волн с помощью правильного выбора частоты, формы и ориентации ДН антенн. Чтобы искажения сигналов не превышали некоторой нормы, приходится ограничивать полосу сигнала или скорость передачи информации.

Параметры реальной среды распространения, как правило, не могут быть изменены человеком, что приводит к взаимосвязи вопросов распространения радиоволн и проектирования антенн. На практике приходится согласовывать многие параметры элементов радиолинии с трактом распространения. В частности, условия распространения предъявляют требования к ДН антенн, необходимой мощности передатчика, чувствительности приемника, виду передаваемой информации и др.

В.2. Классификация радиоволн по диапазонам

Изложение вопросов, связанных с описанием конкретных типов антенн и условиями распространения радиоволн, в книге ведется с использованием классификации колебаний по длинам волн в соответствии с Регламентом радиосвязи, принятым Международным Консультативным Комитетом по Радио (МККР). Указанная классификация приведена в табл. В.1.

Таблица В.1

Метрическое название радиоволн в соответствии с Регламентом радиосвязи	Длина волны колебаний в свободном пространстве, м	Название радиоволн, используемое в литературе
Мириаметровые	От 100 000 до 10 000	Сверхдлинные (СДВ)
Километровые	От 10 000 до 1 000	Длинные (ДВ)
Гектометровые	От 1 000 до 100	Средние (СВ)
Декаметровые	От 100 до 10	Короткие (КВ)
Метровые	От 10 до 1,0	
Дециметровые	От 1,0 до 0,1	Ультракороткие (УКВ)
Сантиметровые	От 0,1 до 0,01	
Миллиметровые	От 0,01 до 0,001	

В.3. Основные задачи теории антенн

Основные задачи теории антенн можно разделить на два класса – задачи анализа и задачи проектирования, причем и те, и другие, как правило, решаются применительно к передающему режиму.

В конструктивном отношении антенны представляют собой устройства или сооружения, выполненные в общем случае из металла, диэлектрика (магнитодиэлектрика) и характеризуются размерами, выраженными обычно в длинах волн.

Если геометрия антенны полностью известна и известны электрические параметры образующих ее проводников и диэлектриков, то задача анализа заключается в нахождении электрических характеристик антенны. Эта задача, в свою очередь, сводится к определению электромагнитного поля во всех точках пространства, окружающего антенну, что позволяет в конечном счете получать такие основные характеристики, как диаграмма направленности, входное сопротивление (или уровень согласования антенны с питающим фидером) и др. Задача анализа решается исходя из следующих условий: искомые поля должны удовлетворять уравнениям Максвелла, граничным условиям на поверхности раздела при переходе из одной среды в другую и условиям излучения (поле на большом расстоянии от антенны должно представлять расходящуюся бегущую волну, амплитуда которой с увеличением расстояния убывает как $1/r$).

В подобной строгой постановке решение задачи анализа встречает серьезные математические трудности и получено в настоящее время только для некоторых частных случаев (см., например, § 2.4). Более распространены приближенные методы решения задач анализа, согласно которым расчет антенн разделяется на две части: «внутреннюю» задачу и «внешнюю» задачу. Внутренняя задача состоит в определении токов в антенне (реальных или эквивалентных). Внешняя задача заключается в том, что по известному распределению токов определяется поле излучения антенны, при этом широко используется метод суперпозиции, сводящийся к разбиению антенны на элементарные излучатели (элементарный электрический вибратор, элементарный магнитный вибратор или элемент Гюйгенса) и последующему суммированию их полей.

Задачей проектирования является нахождение геометрических размеров конструкции, обеспечивающей требуемые электрические характеристики. Важным вопросом в процессе проектирования является выбор типа (или структуры) антенны. Если тип антенны заранее не оговорен, то выбор его на этапе структурной оптимизации обычно проводится путем сравнения нескольких разновидностей антенн на основе опыта предшествующих разработок. При традиционном проектировании после выбора типа антенны расчет ее ведется методом последовательных приближений, т.е. путем изменения параметров – размеров антенны и ее элементов (этап параметрической оптимизации) и сравнения электрических характеристик с требуемыми.

Современное состояние теории антенн позволяет в некоторых случаях, минуя этап параметрической оптимизации, основанный на многократном переборе параметров, непосредственно, путем некоторой однократной процедуры связать электрические характеристики, в частности форму ДН, и геометрические параметры антенн, т.е. решить задачу синтеза антенн. Известны две постановки задачи синтеза: классическая задача синтеза и задача конструктивного синтеза. Первая из них заключается в отыскании амплитудно-фазового распределения тока (или поля), соответствующего заданным электрическим характеристикам. При решении этой задачи тип антенны особого значения не имеет, достаточно, чтобы была известна форма излучающей части антенны. Решение классической задачи синтеза еще не позволяет определить конструкцию антенны, которая воспроизводит найденное распределение тока. Задача конструктивного синтеза сводится к определению полной геометрии антенны по заданным электрическим характеристикам, причем исходным параметром при решении этой задачи обычно является амплитудно-фазовое распределение, найденное в результате решения классической задачи синтеза. С теоретической точки зрения задача конструктивного синтеза существенно сложнее, чем классическая задача синтеза, поэтому часто ее приходится решать приближенно. Однако для некоторых типов антенн разработана строгая теория конструктивного синтеза; отдельные вопросы этой теории будут рассмотрены при изложении конкретных типов антенн.

Решение основных задач теории антенн, особенно в строгой постановке, требует, как правило, применения ЭВМ. При этом ЭВМ используются в качестве расчетного инструмента не только для быстрого получения характеристик исследуемых антенн, но и для ускорения и повышения качества проектирования антенно-фидерных устройств, что достигается применением систем автоматизированного проектирования (САПР).

В.4. Основные задачи распространения радиоволн

Из всего многообразия вопросов, рассматриваемых в теории распространения радиоволн, можно выделить три основные задачи применительно к работе систем радиосвязи, радиовещания и телевидения:

1) изучение электромагнитных свойств реальных сред, в которых радиоволны свободно распространяются на линиях Земля – Земля и Земля – космический аппарат. Именно от этих свойств зависят условия распространения;

2) изучение законов свободного распространения радиоволн вдоль земной поверхности, в атмосфере и космическом пространстве. Здесь закладывается общая теоретическая база для расчета и проектирования конкретных радиолиний;

3) ознакомление с инженерными методами расчета условий распространения радиоволн различных диапазонов применительно к системам связи, вещания и телевидения.

Глава 1. РАСЧЕТ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН

1.1. Применение принципа суперпозиции к расчету поля излучения антенн

Как уже отмечалось, свойства антенн в настоящее время принято изучать главным образом в передающем режиме, поскольку характеристики антенн в приемном режиме наиболее просто могут быть определены через характеристики тех же устройств[1] в передающем режиме с помощью принципа взаимности (см. гл. 5).

Изучение свойств передающих антенн начнем с определения электромагнитного поля, созданного произвольной антенной, находящейся в свободном пространстве, при условии, что для этой антенны решена так называемая внутренняя задача (см. § В.3). Для металлических антенн, например проволочных вибраторов, это означает, что распределение электрических токов, являющихся источниками электромагнитного поля, известно во всех точках антенны. В данном случае электромагнитное поле, создаваемое антенной, можно найти, вычислив сначала векторный потенциал, а затем продифференцировав по координатам компоненты этого потенциала [18]. Однако более просто и наглядно расчет поля таких антенн может быть осуществлен с использованием принципа суперпозиции. Ввиду линейности уравнений Максвелла можно разбить проволочную антенну длиной L на элементарные участки $d\xi$, каждый из которых при малой толщине провода можно рассматривать как элементарный электрический вибратор (ЭЭВ), и далее найти результирующее поле путем суммирования всех элементарных полей с учетом их поляризаций, амплитуд и фаз. В локальной сферической системе координат r', θ', φ', связанной с элементом $d\xi$ и декартовой системой x', y', z', ось z' которой совпадает с осью

[1] Сказанное справедливо для антенн, не содержащих активных элементов, т.е. для так называемых пассивных антенн.

элементарного вибратора (рис. 1.1), комплексная амплитуда напряженности электрического поля имеет вид (см. [18]).

$$d\dot{\vec{E}} = \vec{\theta}'_0\, i\frac{Z_c^0 \dot{I}(\xi)d\xi}{2r'\lambda}\sin\theta' \exp(-\mathbf{i}\, kr'), \tag{1.1}$$

где ξ – линейная координата, отсчитываемая вдоль провода и характеризующая положение рассматриваемого элемента; $\dot{I}(\xi)$ – комплексная амплитуда тока в выделенном элементе; $d\xi$ – длина ЭЭВ; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны в свободном пространстве; $Z_C^0 = \sqrt{\mu_a/\varepsilon_a}$ – характеристическое сопротивление среды; $\vec{\theta}'_0$ – орт сферической системы координат. В (1.1) и далее индекс m в обозначении комплексной амплитуды опущен. Выражение (1.1) справедливо в дальней зоне выделенного элемента, т.е. при условии $r' >> \lambda$ (реально достаточно условия $r' \geq 1{,}5\lambda$), при этом погрешность по амплитуде не превосходит 1 %).

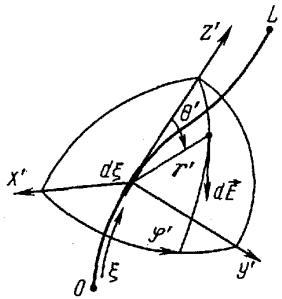


Рис. 1.1

Напряженность магнитного поля в дальней зоне ЭЭВ связана с (1.1) выражением (см. [18])

$$d\dot{\vec{H}} = \frac{1}{Z_c^0}\left[\vec{r}'_0 d\dot{\vec{E}}\right], \tag{1.2}$$

где $\vec{r}'_0$ – орт сферической системы координат. Результирующее поле определяется путем геометрического суммирования (интегрирования) полей всех элементарных участков:

$$\dot{\vec{E}} = \int_L d\dot{\vec{E}},\ \dot{\vec{H}} = \int_L d\dot{\vec{H}}. \tag{1.3}$$

Отметим, что нахождение результирующего магнитного поля через результирующее электрическое поле также может быть осуществлено по формуле, аналогичной (1.2), но для этого точка наблюдения должна находиться в области дальней зоны, определяемой уже размерами всей антенны (см. § 1.2).

Принцип суперпозиции используется при расчете поля излучения и магнитных токов, каждый из элементарных участков которых

можно рассматривать как излучение элементарных магнитных вибраторов (ЭМВ). Хотя магнитные токи в природе не существуют, их формальное ведение оказывается чрезвычайно полезным при анализе, например, антенн, выполненных в виде длинной узкой щели в металлическом экране. Напомним, что напряженность электрического поля ЭВМ в локальной системе координат, введенной так же, как ранее для ЭЭВ, имеет вид (см. [18])

$$d\dot{\vec{E}} = -\vec{\varphi}'_0\, i\frac{\dot{I}^{\text{м}}(\xi)d\xi}{2r'\lambda}\sin\theta'\exp(-\mathbf{i}\,kr'), \tag{1.4}$$

где $\dot{I}^{\text{м}}(\xi)$ – комплексная амплитуда магнитного тока в выделенном элементе; $\vec{\varphi}'_0$ – орт сферической системы координат. Магнитное поле в дальней зоне ЭМВ можно определить по формуле (1.2).

В ряде случаев, когда распределение тока по антенне либо неизвестно, либо слишком сложно, однако из каких-либо априорных соображений известно распределение поля вблизи антенны (такая ситуация возникает, например, для апертурных антенн, в частности для антенн параболического типа), найти излучаемое антенной поле можно с помощью принципа эквивалентности [18]. Согласно этому принципу излучение реальных электрических токов заменяется излучением эквивалентных поверхностных электрических и магнитных токов, распределенных в точках воображаемой произвольной поверхности S, окружающей антенну. Плотность этих токов

$$\dot{\vec{J}}_{\text{э}} = \left[\vec{n}_0\dot{\vec{H}}^S\right],\ \dot{\vec{J}}_{\text{м}} = -\left[\vec{n}_0\dot{\vec{E}}^S\right], \tag{1.5}$$

где $\vec{n}_0$ – единичная нормаль к поверхности S, внешняя по отношению к области, занятой антенной; $\dot{\vec{E}}^S, \dot{\vec{H}}^S$ – поле в точках на поверхности S. Разбивая поверхность S на элементарные площадки dS и рассматривая каждую площадку как совокупность двух элементарных излучателей – электрического и магнитного, можно найти полное поле во внешней области, суммируя поля, созданные отдельными элементами. Обычно учитывают токи только на части замкнутой поверхности S, где они наиболее существенны, причем эту часть поверхности выбирают совпадающей с фронтом волны, излучаемой антенной. В данном случае каждую элементарную площадку можно рассматривать как элемент волнового фронта – элемент Гюйгенса, электрическое поле которого в

локальной системе координат r', θ', φ', связанной с декартовой системой x', y', z', ось x', y', z' которой совпадает с внешней нормалью $\vec{n}_0$ (см. рис. 1.2), при $r' << \lambda$ можно представить в виде

$$d\dot{\vec{E}} = \theta'_0 d\dot{E}_{\theta'} + \vec{\varphi}'_0 d\dot{E}_{\varphi'}, \tag{1.6}$$

где

$$d\dot{E}_{\theta'} = \mathbf{i}\frac{\sin\varphi'}{2r'\lambda}\left(\frac{Z_{\text{c}}^0}{Z_{\text{c}}}\cos\theta' + 1\right)\dot{E}^S\exp(-\mathbf{i}\,kr')\,dS, \tag{1.7}$$

$$d\dot{E}_{\varphi'} = \mathbf{i}\frac{\cos\varphi'}{2r'\lambda}\left(\frac{Z_{\text{c}}^0}{Z_{\text{c}}} + \cos\theta'\right)\dot{E}^S\exp(-\mathbf{i}\,kr')\,dS. \tag{1.8}$$

В формулах (1.7) и (1.8) Z_{C}^0 – характеристическое сопротивление среды. Величина Z_{C} характеризует отношение амплитуд полей $\dot{\vec{E}}^S$ и $\dot{\vec{H}}^S$. Для взаимного расположения векторов $\dot{\vec{E}}^S$, $\dot{\vec{H}}^S$ и эквивалентных токов $\dot{\vec{J}}_{\text{Э}}$, $\dot{\vec{J}}_{\text{М}}$ (рис. 1.2) $Z_{\text{c}} = -\dot{E}_{y'}^S / \dot{H}_{x'}^S$. Результирующее электрическое поле

$$\dot{\vec{E}} = \int_S d\dot{\vec{E}}. \tag{1.9}$$

Другая формулировка принципа эквивалентности применяется обычно при расчете антенн, выполненных из диэлектриков или магнитодиэлектриков. Здесь при известном поле $\dot{\vec{E}}^V, \dot{\vec{H}}^V$ внутри объема V антенны с параметрами $\varepsilon_{\text{ант}}$, $\mu_{\text{ант}}$ поле излучения рассчитывается как результат излучения эквивалентных объемных электрических и магнитных токов поляризации [39]:

$$\dot{\vec{j}}^{\text{э}}_{\text{пол}} = \mathbf{i}\,\omega(\varepsilon_{\text{ант}} - \varepsilon_{\text{а}})\,\dot{\vec{E}}^V,$$

$$\dot{\vec{j}}^{\text{м}}_{\text{пол}} = \mathbf{i}\,\omega(\mu_{\text{ант}} - \mu_{\text{а}})\,\dot{\vec{H}}^V, \tag{1.10}$$

распределенных в среде с такими же параметрами $\varepsilon_{\text{а}}$, $\mu_{\text{а}}$, что и в окружающей среде. Для нахождения результирующе-

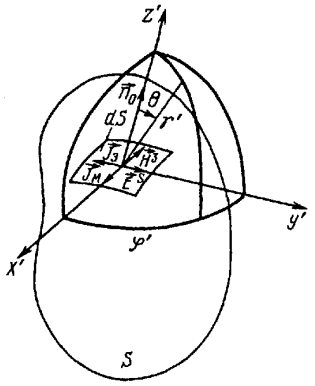


Рис. 1.2

го поля излучение токов (1.10) интегрируется по объему, занятому магнитодиэлектрической антенной.

Описанный принцип суперпозиции применим и для нахождения поля системы произвольных идентичных излучателей, расположенных в пространстве по определенному закону, если известно поле излучения одного элемента, входящего в систему. В сферической системе координат r_n, θ_n, φ_n, идентично связанной с каждым из излучающих элементов с индексом n, электрическое поле в дальней зоне этого элемента имеет в общем случае компоненты $\dot{E}_{\theta_n}$ и $\dot{E}_{\varphi_n}$, т.е.

$$\dot{\vec{E}}_n = \vec{\theta}_{0n}\dot{E}_{\theta_n} + \vec{\varphi}_{0n}\dot{E}_{\varphi_n}, \qquad (1.11)$$

причем по аналогии с (1.1) или (1.2) каждая компонента независимо от физической природы излучателей может быть представлена в виде

$$\dot{E}_{\theta_n} = a_\theta \dot{I}_n \tilde{f}_0^{(\theta)}(\theta_n, \varphi_n)\exp(-\mathrm{i}\,kr_n)/r_n, \qquad (1.12)$$

$$\dot{E}_{\varphi_n} = a_\varphi \dot{I}_n \tilde{f}_0^{(\varphi)}(\theta_n, \varphi_n)\exp(-\mathrm{i}\,kr_n)/r_n. \qquad (1.13)$$

где a_θ, a_φ – амплитудные множители, определяемые типом излучателя; $\dot{I}_n$ – ток в n-м излучателе; $\tilde{f}_0^{(\theta)}(\theta_n, \varphi_n)$ и $\tilde{f}_0^{(\varphi)}(\theta_n, \varphi_n)$ – ДН излучающего элемента по соответствующей компоненте поля. В общем случае ДН определяет угловую зависимость не только амплитуды, но и фазы излученного поля, поэтому в (1.12) и (1.13) фигурируют комплексные ДН $\tilde{f}(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi)\exp[\mathrm{i}\psi(\theta, \varphi)]$, где $f(\theta, \varphi) = |\tilde{f}(\theta, \varphi)|$ – амплитудная ДН; $\psi(\theta, \varphi)$ – фазовая ДН. Если закон распределения тока по излучающим элементам известен и эффект взаимной связи не искажает структуру поля каждого из излучателей (подробнее этот вопрос будет рассмотрен в 3.2.1), то результирующее поле

$$\dot{\vec{E}} = \sum_{n=1}^{N} \dot{\vec{E}}_n, \qquad (1.14)$$

где N – число излучателей в системе.

1.2. Особенности расчета поля в дальней зоне антенны

Выражения (1.3), (1.9) и (1.14) для результирующего поля на первый взгляд просты; однако при произвольном положении точки

наблюдения процесс интегрирования или суммирования не позволяет получать простых замкнутых выражений, допускающих наглядную трактовку. Сложность эта связана прежде всего с тем, что поле каждого излучающего элемента известно в своей собственной системе координат, связанной с самим излучателем. Для нахождения результирующего поля необходимо ввести единую для всех элементов систему координат и выразить поля всех элементов в этой общей системе координат.

Наибольший практический интерес при излучении антенны представляет электромагнитное поле, создаваемое на большом расстоянии от нее (так называемая дальняя зона антенны или зона Фраунгофера [18]). Сформулировать суть упрощений, допускаемых при расчете поля на большом расстоянии, а также оценить это расстояние можно следующим образом.

Рассмотрим систему из дискретных излучателей, одинаково ориентированных в пространстве, а именно так, что любой излучающий элемент может быть совмещен с другим только путем параллельного перемещения в пространстве без вращения. Введем общую прямоугольную систему координат x, y, z, центр которой расположим внутри излучающей системы. Выделим произвольный элемент с номером n (рис. 1.3), находящийся на расстоянии ρ_n от начала общей системы координат. Оси локальной системы координат x_n, y_n, z_n ориентируем параллельно соответствующим осям системы координат x, y, z. Введем также общую сферическую систему координат r, θ, φ. В системе координат r_n, θ_n, φ_n каждая компонента поля излучения рассматриваемого элемента имеет вид (индексы, соответствующие различным компонентам, опущены)

$$\dot{E}_n = a\dot{I}_n \tilde{f}_o(\theta_n, \varphi_n)\exp(-\mathrm{i}\,kr_n)/r_n. \qquad (1.15)$$

Необходимо все функции, входящие в (1.15) и зависящие от координат r_n, θ_n, φ_n выразить через r, θ, φ. С особой осторожностью следует подойти к замене r_n на r в фазовом множителе $\exp(-\mathrm{i}kr_n)$, поскольку даже небольшое отличие r_n от r может привести к большим фазовым ошибкам. Так, если ρ_n составляет всего 15 мм, то на частоте $f = 10$ ГГц ($\lambda = 3$ см) максимальная фазовая ошибка при замене r_n на r независимо от абсолютного значения r может составить $\Delta\Phi = k\rho_n = 180°$. Расстоя-

ние r_n, характеризующее положение точки наблюдения M в локальной системе координат, можно определить по формуле

$$r_n = \sqrt{r^2 + \rho_n^2 - 2r\rho_n \cos\alpha_n}, \qquad (1.16)$$

где α_n – угол между вектором $\vec{r}_0$ и $\vec{\rho}_n = \vec{x}_0 x_n + \vec{y}_0 y_n + \vec{z}_0 z_n$ – вектором, направленным из начала общей системы координат в точку расположения n-го элемента (см. рис. 1.3, *а*). Поскольку при всех значениях ρ_n имеем $\rho_n < r$, то можно разложить r_n, описываемое (1.16), в ряд по степеням отношения ρ_n/r:

$$r_n = r\left[1 - \frac{\rho_n}{r}\cos\alpha_n + \frac{1}{2}\left(\frac{\rho_n}{r}\right)^2\left(1 - \cos^2\alpha_n\right) + \ldots\right]. \qquad (1.17)$$

В дальней зоне излучающей системы можно ограничиться первыми двумя членами ряда, т.е. положить

$$r_n = r - \rho_n \cos\alpha_n. \qquad (1.18)$$

Указанное равенство равносильно тому, что лучи, проведенные в точку наблюдения M из начала общей системы координат и из точки расположения излучаемого элемента, считаются параллельными (см. рис.1.3, *б*). Величина $\rho_n\cos\alpha_n = \Delta r_n$ носит название разности хода лучей. Из параллельности лучей сразу следует равенство угловых координат: $\theta_n = \theta$, $\varphi_n = \varphi$. Следовательно, векторы $\vec{E}$, создаваемые отдельными излучателями в точке наблюдения, параллельны между собой; компоненты результирующего вектора можно находить как сумму ком-

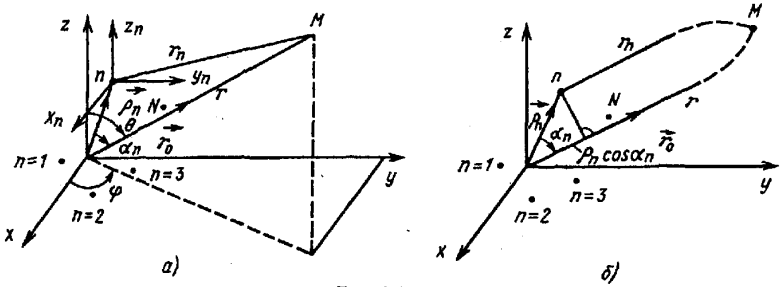


Рис. 1.3

понент каждого из элементарных полей; для каждой из компонент поля можно вынести из-под знака суммы функцию, соответствующую комплексной ДН.

Что касается величины $1/r_n$, влияющей на амплитуду поля (1.15), то ее можно заменить на $1/r$. Возникающая при этом погрешность (оценим ее по модулю, поскольку r_n может быть как больше, так и меньше r)

$$\delta_n = \left|\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r}\right| = \left|\frac{r - r_n}{rr_n}\right| \le \frac{D}{rr_n}, \qquad (1.19)$$

где D – максимальный линейный размер излучающей системы. При больших значениях r погрешность $\delta_n << 1$.

Естественно, что принятые выше допущения тем строже, чем больше расстояние r. Определим более точно, при каком расстоянии можно ими пользоваться. Основная погрешность при замене (1.17) соотношением (1.18) определяется третьим слагаемым в квадратных скобках (1.17). Отбрасывание этого слагаемого дает ошибку при вычислении фазового множителя, равную $k\frac{\rho_n^2}{2r}\sin^2\alpha_n$. При максимальном значении $\sin\alpha_n = 1$ ($\alpha_n = \pi/2$) и $\rho_n = D/2$ (при расположении начала общей системы координат в середине излучающей системы) эта ошибка равна $\pi D^2/4\lambda r$. Если потребовать, чтобы фазовая ошибка не превышала $\pi/8$, т.е. 22,5°, то необходимо, чтобы

$$r \ge 2D^2/\lambda. \qquad (1.20)$$

Из (1.20) следует, что с увеличением размеров излучающей системы граница дальней зоны резко отодвигается от антенны. Так, если $D = 10\lambda$, то дальняя зона начинается с $r = 200\lambda$. При частоте $f = 10$ ГГц ($\lambda = 3$ см) это расстояние составит 6 м. При $D = 100\lambda$ граница дальней зоны начинается с расстояния $r = 20000\lambda$, что соответствует 600 м.

Отметим еще раз, что условие (1.20) дает верхнюю границу дальней зоны во всем секторе углового положения точек наблюдения относительно антенны, поскольку оно справедливо для углов α_n, близких к $\pi/2$. При значениях α_n, близких к нулю, требования к расстоянию r, при которых справедлива замена (1.17) на (1.18), значительно ослабляются, т.е. граница дальней зоны в этих направлениях приближается

к антенне и определяется, по существу, уже не фазовыми ошибками при суммировании (1.14), а амплитудными погрешностями, обусловленными отличием r_n от r. Таким образом, при заданной геометрии антенны граница дальней зоны зависит от углового положения точек наблюдения.

Обычно расстояние между передающей антенной и точкой приема существенно больше, чем это требуется формулой (1.20), однако знание границы дальней зоны важно при экспериментальном исследовании характеристик антенн, в частности при измерении ДН.

Вернемся к процедуре нахождения результирующего поля, излучаемого системой из дискретных излучателей с известным законом распределения тока в элементах. В дальней зоне выражение для поля n-го излучателя (1.15) в единой системе координат r, θ, φ примет вид

$$\dot{E}_n = \frac{a}{r}\dot{I}_n \tilde{f}_0(\theta,\varphi)\exp(-\mathbf{i}\,kr)\exp(i\,k\rho_n\cos\alpha_n). \qquad (1.21)$$

В общем виде разность хода $\Delta r_n = \rho_n \cos\alpha_n$ может быть вычислена как проекция вектора $\vec{\rho}_n = \vec{x}_0 x_n + \vec{y}_0 y_n + \vec{z}_0 z_n$, где x_n, y_n, z_n – координаты точки расположения n-го излучателя, на орт $\vec{r}_0$, который, используя формулы перехода от декартовых координат к сферическим [14], можно представить в виде

$$\vec{r}_0 = \vec{x}_0 \sin\theta\cos\varphi + \vec{y}_0 \sin\theta\sin\varphi + \vec{z}_0\cos\theta. \qquad (1.22)$$

Соответственно получим

$$\Delta r_n = \rho_n\cos\alpha_n = x_n\sin\theta\cos\varphi + y_n\sin\theta\sin\varphi + z_n\cos\theta. \qquad (1.23)$$

При этом каждую компоненту результирующего поля можно вычислить как

$$\dot{E} = \frac{a}{r}\tilde{f}_0(\theta,\varphi)\exp(-\mathbf{i}\,kr)\sum_{n=1}^{N}\dot{I}_n\exp[\mathbf{i}\,k(x_n\sin\theta\cos\varphi + y_n\sin\theta\sin\varphi + z_n\cos\theta)]. \qquad (1.24)$$

Описанные выше излучающие системы из идентичных элементов носят название антенных решеток (АР) и широко применяются в антенной технике для увеличения направленности излучения. Из выражения (1.24) видно, что для АР диаграмма направленности всей излучающей системы, т.е. зависимость напряженности поля от угловых координат, определяется для каждой из компонент выражением

$$\tilde{f}(\theta,\varphi) = \tilde{f}_0(\theta,\varphi)[\sum_{n=1}^{N}\dot{I}_n\exp(\mathrm{i}\,k\rho_n\cos\alpha_n)] =$$

$$= \tilde{f}_0(\theta,\varphi)\cdot\tilde{f}_c(\theta,\varphi), \qquad (1.25)$$

где $\tilde{f}_0(\theta,\varphi)$ – комплексная ДН излучающего элемента, а множитель $\tilde{f}_c(\theta,\varphi)$ носит название *множителя системы* (множителя решетки).

Подчеркнем, что множитель системы для любой антенной решетки из элементов, идентично расположенных в пространстве, определяется тремя факторами: амплитудой токов в элементах, фазами токов в элементах и фазовым сдвигом между полями, обусловленными разностью хода лучей от каждого элемента по сравнению с лучом, проведенным в точку наблюдения из начала общей системы координат.

Рассмотрим смысл множителя системы $\tilde{f}_c$. Предположим, что элементы решетки ненаправлены, т.е. $\tilde{f}_0 = 1$. Тогда из (1.25) видно, что множитель системы характеризует ДН решетки из ненаправленных элементов, возбуждаемых теми же токами $\dot{I}_n$, что и элементы исследуемой АР. На основании (1.25) может быть сформулировано общее правило умножения диаграмм направленности.

Диаграмма направленности системы из идентичных излучателей представляет собой произведение ДН одного элемента на ДН такой же системы, но состоящей из изотропных излучателей с тем же соотношением амплитуд и фаз возбуждающих токов. 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. Последнее означает, что соотношение между компонентами поля, т.е. поляризация излучения, для системы остается таким же, как для одного элемента.

Для излучающих систем с непрерывным распределением источников указанные выше упрощения при выполнении операций интегрирования в (1.3) и (1.9) сохраняют силу, если излучатели распределены вдоль прямой (проволочные антенны) или на плоской поверхности (апертурные антенны). Для проволочных антенн с известным законом распределения тока $I(z)$ вдоль оси z положение излучающих элементов характеризуется только одной координатой z. Следовательно, по

аналогии с (1.23) разность хода для произвольного элемента $\Delta r = z\cos\theta$. В результате будем иметь

$$\dot{E}_\theta = \mathrm{i}\frac{Z_c^0}{2r\lambda}\sin\theta\exp(-\mathrm{i}\,kr)\int_0^L \dot{I}(z)\exp(\mathrm{i}\,kz\cos\theta)\,dz. \qquad (1.26)$$

Результирующая ДН определяется, как и ранее, в виде произведения $\tilde{f}_0(\theta, \varphi)\cdot\tilde{f}_c(\theta, \varphi)$, причем ДН излучающего элемента $\tilde{f}_0(\theta, \varphi) = \sin\theta$, а множитель системы

$$\tilde{f}_c(\theta, \varphi) = \int_0^L \dot{I}(z)\exp(\mathrm{i}\,kz\cos\theta)\,dz. \qquad (1.27)$$

Для апертурных антенн (апертура совмещена с плоскостью $z = 0$) с известным амплитудно-фазовым распределением (АФР) поля в раскрыве $\dot{\vec{E}}^s(x, y) = \vec{y}_0\dot{E}_0\tilde{f}(x, y)$, где $\dot{E}_0$ – амплитуда поля в начале координат, результат интегрирования (1.9) при условии $Z_c = Z_c^0$ может быть, как и ранее, представлен в виде произведения $\tilde{f}_0\cdot\tilde{f}_c$. Вид функции $\tilde{f}_0$ определяется в зависимости от поляризации поля:

$$\tilde{f}_0^{(\theta)} = \sin\varphi\,(\cos\theta + 1),\ \tilde{f}_0^{(\varphi)} = \cos\varphi\,(1+\cos\theta); \qquad (1.28)$$

множитель системы от поляризации не зависит:

$$\tilde{f}_c = \int_S \tilde{f}(x, y)\exp[\mathrm{i}\,k(x\sin\theta\cos\varphi + y\sin\theta\sin\varphi)]\,dxdy. \qquad (1.29)$$

Поскольку, как уже отмечалось, наибольший интерес представляет поле, созданное антенной на расстоянии, превышающем границу дальней зоны (1.20), перечислим основные свойства электромагнитного поля, созданного любой антенной в этой области:

1. Составляющие векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ в дальней зоне в направлении распространения отсутствуют: $\dot{E}_r = 0$, $\dot{H}_r = 0$.

2. Векторы $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ перпендикулярны друг другу и направлению распространения; в общем случае $\dot{\vec{E}} = \vec{\theta}_0\dot{E}_\theta + \vec{\varphi}_0\dot{E}_\varphi$, $\dot{\vec{H}} = \vec{\theta}_0\dot{H}_\theta + \vec{\varphi}_0\dot{H}_\varphi$, причем

$$\dot{E}_\theta / \dot{H}_\varphi = Z_c^0,\ \dot{E}_\varphi / \dot{H}_\theta = -Z_c^0, \qquad (1.30)$$

где Z_c^0 – характеристическое сопротивление среды. Напомним, что в воздухе $Z_c^0 = 120\pi$ Ом .

3. Зависимость амплитуды поля от координаты r в дальней зоне определяется множителем $1/r$, от угловых координат θ и φ – формой амплитудной ДН $f(\theta, \varphi)$. Зависимость фазы поля от координаты r в дальней зоне определяется множителем $\exp(-\mathrm{i}kr)$, от угловых координат – формой фазовой ДН (множителем $\exp(\mathrm{i}\psi(\theta, \varphi))$.

4. Среднее (во времени) значение плотности потока мощности в дальней зоне связано с комплексным вектором Пойнтинга $\dot{\vec{\Pi}}$ известным соотношением [18]

$$\vec{\Pi}_{ср} = \mathrm{Re}\,\dot{\vec{\Pi}} = \mathrm{Re}\frac{1}{2}\left[\dot{\vec{E}}\,\overset{*}{\dot{\vec{H}}}\right] = \vec{r}_0\,\mathrm{Re}\frac{1}{2}\left\{\dot{E}_\theta\overset{*}{H}_\varphi - \dot{E}_\varphi\overset{*}{H}_\theta\right\}.$$

В силу (1.30)

$$\vec{\Pi}_{ср} = \vec{r}_0\frac{|\dot{E}_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |\dot{E}_\varphi(\theta, \varphi)|^2}{2\,Z_c^0} = \vec{r}_0\frac{|\dot{\vec{E}}(\theta, \varphi)|^2}{2\,Z_c}. \qquad (1.31)$$

Расчет поля в области промежуточной и ближней зон существенно сложнее, чем в дальней зоне, ввиду невозможности использования принятых выше допущений. Основное отличие структуры поля в промежуточной зоне от поля в дальней зоне проявляется в том [49], что на монотонное убывание поля по закону $1/r$ накладывается осциллирующее амплитудное затухание, а угловая зависимость поля оказывается зависящей от r, т.е. ДН в промежуточной зоне искажается. В ближней зоне поля имеют как поперечные, так и продольные составляющие, зависимость от расстояния r носит здесь нерегулярный характер. Необходимость знания поля в промежуточной и ближней зонах связана с расчетом входного сопротивления антенн, эффектов взаимной связи между близко расположенными антеннами (проблема электромагнитной совместимости (ЭМС)), влияния поля антенны на обслуживающий персонал. Кроме того, знание структуры поля в ближней или промежуточной зоне позволяет путем соответствующего пересчета определять ДН антенны в дальней зоне. Это используется на практике для больших антенн, у которых размеры дальней зоны чрезмерно велики [см. формулу (1.20)], что затрудняет непосредственное измерение ДН в дальней зоне.

1.3. Основные электрические параметры передающих антенн

Как уже отмечалось, в дальней зоне каждый из векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ в общем случае можно представить в виде суммы двух пространственных компонент: $\dot{\vec{E}} = \vec{\theta}_0\dot{E}_\theta + \vec{\varphi}_0\dot{E}_\varphi$, $\dot{\vec{H}} = \vec{\theta}_0\dot{H}_\theta + \vec{\varphi}_0\dot{H}_\varphi$. *Комплексную диаграмму направленности* можно вводить по отношению как к результирующему полю (независимо, электрическому или магнитному, ввиду их пропорциональности в дальней зоне), так и к его отдельным компонентам. Напомним, что комплексная ДН $\tilde{f}(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi)\exp[\mathbf{i}\,\psi(\theta, \varphi)]$ характеризует зависимость амплитуды и фазы излучаемого поля от угловых координат при неизменном расстоянии r от антенны до точки наблюдения. Соответственно различают *амплитудную* ДН $f(\theta, \varphi) = |\tilde{f}(\theta, \varphi)|$ и фазовую ДН – $\psi(\theta, \varphi)$. Отметим, что для точного описания фазовой ДН следует указывать, относительно какой конкретно точки, выбранной за начало координат, осуществляется расчет или измерение ДН.

Амплитудная ДН обычно нормируется к максимальному значению этой характеристики, т.е. к значению амплитудной ДН в направлении главного максимума излучения, положение которого определяется угловыми координатами $\theta_{гл}$, $\varphi_{гл}$. Нормированная амплитудная ДН

$$F(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi)/f(\theta_{гл}, \varphi_{гл}). \qquad (1.32)$$

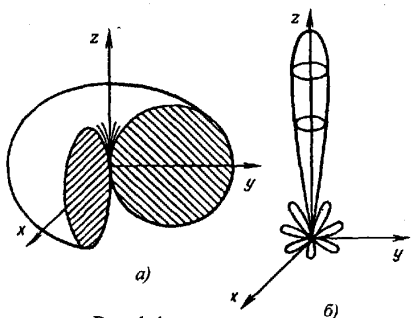


Рис. 1.4

Согласно определению амплитудная ДН представляет собой пространственную фигуру, поверхность которой описывается концом радиуса-вектора, исходящего из начала координат, длина которого в каждом направлении равна функции $F(\theta, \varphi)$. На практике используются как слабонаправленные ДН, например в форме

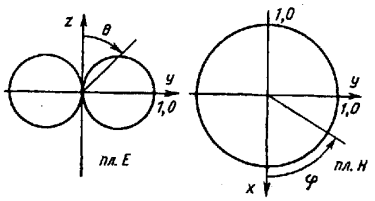


Рис. 1.5

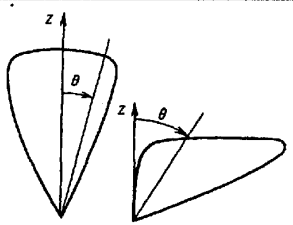


Рис. 1.6

тороида, соответствующие ДН элементарного электрического вибратора (рис. 1.4, *а*), так и остронаправленные (игольчатой формы), изображенные на рис. 1.4, *б*, где показаны так называемый *главный лепесток и боковые лепестки*, всегда присущие остронаправленной ДН, формируемой реальной антенной ввиду интерференционного характера поля.

Часто ограничиваются амплитудными ДН, изображающими сечения пространственных ДН в каких-либо плоскостях, обычно взаимно перпендикулярных. Для антенн, излучающих линейно-поляризованное поле, такими плоскостями являются плоскости, в которых лежит либо вектор $\vec{E}$ (плоскость E), либо вектор $\vec{H}$ (плоскость H). На рис. 1.5 показана форма амплитудной ДН элементарного электрического вибратора в плоскостях E и H соответственно. На рис. 1.6 приведены примеры идеальных амплитудных ДН специальной формы: секторной и косеканской. Секторная форма ДН обеспечивает постоянство напряженности поля в определенном секторе углов при неизменном расстоянии точек приема от передающей антенны, косекансная – при возрастании этого расстояния от одного края сектора к другому. Сферическая или полярная системы координат, в которых были приведены рассмотренные выше примеры ДН, достаточно наглядны, однако сечения остронаправленных ДН удобнее и точнее изображать в прямоугольной системе координат, поскольку угловой масштаб здесь может быть выбран произвольно в соответствии с шириной ДН. Часто при изображении амплитудных ДН в прямоугольной системе координат используют логарифмический масштаб (в децибелах), вводимый соотношением $F(\theta, \varphi)_{дб} = 20\lg F(\theta, \varphi)$. Логарифмический масштаб позволяет существенно повышать точность изображения боковых лепе-

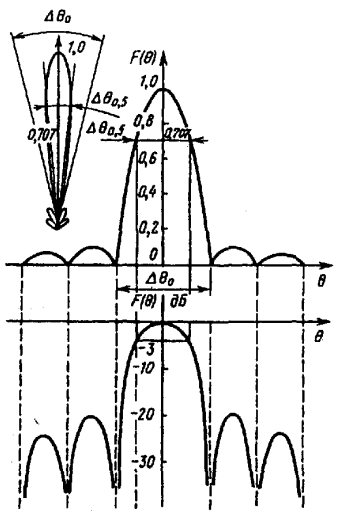


Рис. 1.7

стков с малым относительным уровнем. Для примера на рис. 1.7 приведены сечения одной и той же остронаправленной ДН в полярной и прямоугольной системах координат (в относительных единицах и децибелах).

В некоторых случаях пользуются понятием амплитудной ДН в квадрате, т.е. $F^2(\theta, \varphi)$. Поскольку среднее (во времени) значение плотности потока мощности в дальней зоне пропорционально квадрату амплитудной ДН, функция $F^2(\theta, \varphi)$ носит название *диаграммы по мощности*.

На практике широко используются картографические методы изображения пространственных ДН, когда на плоской сетке координат θ и φ в том или ином масштабе замкнутыми линиями изображаются линии равного уровня функции $F(\theta, \varphi)$.

Сечение остронаправленной ДН принято численно характеризовать шириной главного лепестка (шириной луча) и уровнем боковых лепестков (УБЛ). Обычно вводят понятие ширины главного лепестка по уровню нулевого излучения $\Delta\theta_0$ – угла между направлениями, вдоль которых амплитуда напряженности поля падает до нуля, и ширины главного лепестка по уровню половинной мощности $\Delta\theta_{0,5}$ – угла между направлениями, вдоль которых амплитуда напряженности поля падает до $1/\sqrt{2} = 0{,}707$ от максимального значения. Термин «по уровню половинной мощности» связан с тем, что в указанных направлениях плотность потока мощности, пропорциональная квадрату напряженности поля, убывает в 2 раза по сравнению с максимальным значением. Отметим, что в логарифмическом масштабе значения $\Delta\theta_0$ и $\Delta\theta_{0,5}$ измеряются по уровню $-\infty$ и –3 дБ соответственно (см. рис. 1.7). Иногда, особенно в случаях, когда провалы до нуля в амплитудной ДН отсутствуют, вместо ширины главного лепестка «по нулям» говорят о

ширине ДН по уровню 0,1 мощности $\Delta\theta_{0,1}$ – угла между направлениями, вдоль которых амплитуда напряженности поля падает до $1/\sqrt{10} = 0{,}316$ от максимального значения (или –10 дБ в логарифмическом масштабе).

Уровень боковых лепестков ξ характеризуют величиной максимума наибольшего бокового лепестка (обычно ближайшего к главному) по отношению к величине главного максимума. Численно УБЛ равен значению нормированной амплитудной ДН (в относительных единицах или децибелах) в точках, соответствующих направлению максимума наибольшего бокового лепестка. Иногда важно знать огибающую уровня боковых лепестков.

Знание фазовой ДН $\psi(\theta, \varphi)$ важно прежде всего для решения вопроса, имеет ли данная антенна фазовый центр. Если $\psi(\theta, \varphi) = \text{const}$ (или меняется скачком на 180° при переходе амплитудной ДН через нуль), то такая антенна имеет фазовый центр в точке, с которой было совмещено начало координат при расчете или измерении фазовой ДН. Поле излучения антенны в этом случае представляет чисто сферическую волну, исходящую из фазового центра. Если $\psi(\theta, \varphi) \neq \text{const}$, то антенна не имеет фазового центра. Для такой антенны можно подобрать точку, относительно которой фазовая ДН наименее уклоняется от некоторой постоянной величины. Такая точка носит условное название *центра излучения антенны*.

С введением понятия нормированной амплитудной ДН в дальнейшем будет удобно наряду с (1.12) и (1.13) использовать представление поля, справедливое для любой компоненты в дальней зоне, в виде

$$\dot{E} = \frac{A\dot{I}}{r}\tilde{F}(\theta, \varphi)\exp(-\mathbf{i}\,kr), \qquad (1.33)$$

где $\tilde{F}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi)\exp[\mathbf{i}\psi(\theta, \varphi)]$; $F(\theta, \varphi)$– нормированная амплитудная ДН; $\psi(\theta, \varphi)$ – фазовая ДН; A – амплитудный коэффициент, значение которого зависит от типа антенны; $\dot{I}$ – ток в антенне.

Поляризационные параметры антенн. Напомним, что под поляризацией поля излучения понимают ориентацию в пространстве вектора $\vec{E}$. В зависимости от соотношения амплитуд и фаз составляю-

щих поля $\dot{E}_\theta$ и $\dot{E}_\varphi$ различают линейную, эллиптическую или круговую поляризации. Если компоненты $\dot{E}_\theta$ и $\dot{E}_\varphi$ синфазны между собой или их фазы отличаются на π, то *поляризация* поля *линейна*. Конец вектора $\vec{E}$ в фиксированной точке пространства с течением времени скользит по прямой, наклон которой в пространстве зависит от соотношения амплитуд компонент $\dot{E}_\theta$ и $\dot{E}_\varphi$. Условием *круговой поляризации* является равенство амплитуд этих компонент и фазовый сдвиг между ними, равный $\pm\pi/2$. В этом случае конец результирующего вектора описывает во времени окружность, причем направление вращения происходит в сторону вектора, запаздывающего по фазе. Различают правое и левое направления вращения. При правом направлении вращение вектора $\vec{E}$ во времени для наблюдателя, смотрящего вслед волне, происходит по часовой стрелке, при левом направлении – против часовой стрелки. В общем случае поляризация эллиптическая, т.е. конец результирующего вектора в фиксированной точке пространства описывает в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны и характеризуемой двумя ортогональными координатами ξ и η, совпадающими с ортами $\vec{\varphi}_0$ и $\vec{\theta}_0$, эллипс. Этот эллипс в свою очередь характеризуется коэффициентом эллиптичности $s = a/b$, где a и b – соответственно малая и большая оси эллипса, направлением вращения и положением большой оси в пространстве (угол β, см. рис. 1.8).

Таким образом, каждый из видов поляризаций однозначно определяется заданием двух параметров: α – отношением амплитуд ортогональных составляющих поля в данной точке, характеризуемой угловыми координатами θ_0, φ_0 и разностью их фаз $\Delta\psi$. С учетом обозначений, принятых в (1.33), $\alpha = A_\theta F_\theta(\theta_0, \varphi_0)/A_\varphi F_\varphi(\theta_0, \varphi_0)$, $\Delta\psi = \psi_\theta(\theta_0, \varphi_0) - \psi_\varphi(\theta_0, \varphi_0)$, причем необходимым условием для линейной поляризации является $\Delta\psi = \pm n\pi$, $n = 0, 1, 2, \ldots$, а для круговой поляризации $-\alpha = 1$, $\Delta\psi = \pm(2n + 1)\pi/2$, $n = 0, 1, 2, \ldots$.

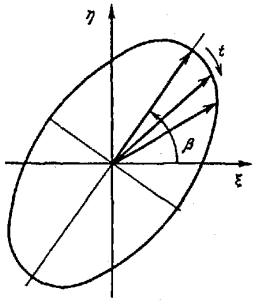


Рис. 1.8

Линейная поляризация излучения обычно используется в системах, когда положение передающей и приемной антенн в пространстве не меняется и среда не оказывает существенного влияния на поляризацию поля. Такая ситуация имеет место, например, в наземном телевизионном вещании. При осуществлении связи с подвижными объектами целесообразно использовать круговую поляризацию. В этом случае применяют специальные конструкции антенн, например, турникетные или спиральные.

Для одной и той же антенны вид поляризации излученного поля зависит от направления в точку наблюдения. Зависимость поляризации от направления особенно существенна, если амплитудная ДН не имеет нулей. Доказано [38], что в этом случае всегда найдется такое направление, где коэффициент эллиптичности s принимает любое наперед заданное значение (от нуля до единицы).

Иногда в антеннах, предназначенных для излучения линейной поляризации поля, возникает паразитное излучение с ортогональной поляризацией за счет неточности изготовления или в силу некоторых конструктивных особенностей. В этом случае различают основную или главную составляющую поляризации поля излучения и кроссполяризационную (вредную) составляющую.

Существуют также системы радиосвязи, в которых каждая из ортогональных поляризаций используется для независимой передачи информации. Для таких систем весьма важен вопрос реализации очень низкого уровня кроссполяризационной составляющей.

Коэффициент полезного действия, коэффициент направленного действия, коэффициент усиления. В передающих антеннах неизбежны потери мощности P_0, подводимой к антенне от генератора, на тепловой нагрев проводников и изоляторов. Эти потери учитываются введением коэффициента полезного действия (КПД) по формуле (предполагается, что окружающая среда потерь не имеет)

$$\eta = P_\Sigma/P_0 = P_\Sigma/(P_\Sigma + P_{\text{пот}}), \qquad (1.34)$$

где P_Σ – мощность, излучаемая антенной; $P_{\text{пот}}$ – мощность потерь в антенне.

Коэффициент направленного действия (КНД) характеризует способность антенны концентрировать излученную мощность в определенном направлении. Это понятие было введено в 1929 г. отечественным ученым А. А. Пистолькорсом. По определению КНД (обозначим его D) есть отношение среднего (во времени) значения плотности по-

тока мощности, излучаемой данной антенной в данном направлении, характеризуемом углами θ_0, φ_0, к плотности потока мощности, излучаемой воображаемой абсолютно ненаправленной (изотропной) антенной, при равенстве мощностей, излучаемых обеими антеннами. При этом предполагается, что точка наблюдения находится на одинаковом расстоянии от обеих антенн. Поскольку в дальней зоне согласно (1.31) $\Pi_{ср}(\theta, \varphi) = |\dot{\vec{E}}(\theta, \varphi)|^2/2Z_c^0$, то с учетом представления поля в виде (1.33)

$$\Pi_{ср}(\theta_0, \varphi_0) = \frac{A^2 |\dot{I}|^2}{2r^2 Z_c^0} F^2(\theta_0, \varphi_0). \quad (1.35)$$

Теперь найдем мощность излучения путем интегрирования $\Pi_{ср}$ по сферической поверхности S, окружающей антенну в дальней зоне:

$$P_\Sigma = \oint_S \Pi_{ср} dS. \quad (1.36)$$

С учетом того, что в сферической системе координат $dS = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi$, получим

$$P_\Sigma = \frac{A^2 |\dot{I}|^2}{2Z_c^0} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (1.37)$$

Для изотропной антенны $P_{\Sigma изотр} = \Pi_{ср.изотр} 4\pi r^2$, причем согласно определению $P_{\Sigma изотр} = P_\Sigma$. Отсюда

$$\Pi_{ср.изотр} = \frac{A^2 |\dot{I}|^2}{8\pi r^2 Z_c^0} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\theta_0, \varphi_0) \sin\theta d\theta d\varphi.$$

Таким образом, имеем

$$D = \frac{\Pi_{ср}(\theta_0, \varphi_0)}{\Pi_{ср.изотр}} = \frac{4\pi F^2(\theta_0, \varphi_0)}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}. \quad (1.38)$$

Обычно значение КНД вычисляют в направлении главного максимума. В этом случае

$$D_{max} = 4\pi / \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (1.39)$$

Если ДН обладает осевой симметрией, т.е. не зависит от азимутального угла φ, то

$$D_{max} = 2 / \int_0^{\pi} F^2(\theta) \sin\theta d\theta. \quad (1.40)$$

Отметим, что в случае антенн с эллиптической поляризацией под $F(\theta, \varphi)$ следует понимать амплитудную ДН для результирующего поля. Иногда удобнее для нахождения КНД использовать парциальные КНД по θ-й и φ-й поляризациям:

$$D_{\theta max} = 4\pi / \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F_\theta^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi,$$

$$D_{\varphi max} = 4\pi / \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F_\varphi^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (1.41)$$

Величину $\Pi_{ср}(\theta, \varphi)$ в этом случае с помощью (1.31) представим в виде

$$\Pi_{ср}(\theta, \varphi) = \frac{|\dot{I}|^2}{2r^2 Z_c^0} \left\{ A_\theta^2 F_\theta^2(\theta, \varphi) + A_\varphi^2 F_\varphi^2(\theta, \varphi) \right\}. \quad (1.42)$$

Излучаемая мощность

$$P_\Sigma = \frac{|\dot{I}|^2}{2Z_c^0} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \{ A_\theta^2 F_\theta^2(\theta, \varphi) + A_\varphi^2 F_\varphi^2(\theta, \varphi) \} \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (1.43)$$

Выражение для КНД можно записать как

$$D_{max} = \frac{4\pi \left\{ A_\theta^2 F_\theta^2(\theta, \varphi) + A_\varphi^2 F_\varphi^2(\theta, \varphi) \right\}_{max}}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ A_\theta^2 F_\theta^2(\theta, \varphi) + A_\varphi^2 F_\varphi^2(\theta, \varphi) \right\} \sin\theta d\theta d\varphi}. \quad (1.44)$$

Переходя к величине, обратной D, получаем

$$\frac{1}{D_{max}} = \frac{A_\theta^2}{\left\{ A_\theta^2 F_\theta^2(\theta, \varphi) + A_\varphi^2 F_\varphi^2(\theta, \varphi) \right\}_{max}} \frac{1}{D_{\theta max}} + \frac{A_\varphi^2}{\left\{ A_\theta^2 F_\theta^2(\theta, \varphi) + A_\varphi^2 F_\varphi^2(\theta, \varphi) \right\}_{max}} \frac{1}{D_{\varphi max}}, \quad (1.45)$$

где коэффициенты, стоящие перед $1/D_{\theta max}$ и $1/D_{\varphi max}$, определяются значениями поля по каждой поляризации в направлении главного максимума.

В дальнейшем наряду с уже полученными формулами будет удобно использовать выражения для КНД в виде

$$D_{\max} = \frac{\Pi_{\text{ср.max}}}{P_\Sigma / 4\pi r^2} = \frac{|\dot{\bar{E}}(\theta, \varphi)|^2_{\max} \cdot 2\pi r^2}{Z_c^0 P_\Sigma} = \\ = \frac{2\pi |\dot{I}|^2 \{A_\theta^2 F_\theta^2(\theta, \varphi) + A_\varphi^2 F_\varphi^2(\theta, \varphi)\}_{\max}}{Z_c^0 P_\Sigma}. \quad (1.46)$$

Коэффициент направленного действия не учитывает потерь подводимой энергии в антенне, в связи с чем вводится параметр G, учитывающий эти потери и называемый *коэффициентом усиления* (КУ) антенны:

$$G = D\eta. \quad (1.47)$$

Смысл этого коэффициента, учитывая данное выше определение КНД, заключается в следующем. Коэффициент усиления представляет отношение среднего (во времени) значения плотности потока мощности, излучаемой данной антенной в данном направлении θ_0, φ_0, к плотности потока мощности, излучаемой изотропной антенной, при равенстве мощностей, подводимых к обеим антеннам. При этом предполагается, что η изотропной антенны равен 1 и обе антенны идеально согласованы с фидером.

Существует и другое определение КУ, согласно которому этот коэффициент показывает, во сколько раз следует увеличить подводимую мощность при замене данной антенны изотропной антенной с КПД, равным единице, чтобы напряженность поля в данном направлении (при неизменном расстоянии до точки наблюдения) осталась неизменной.

Входное сопротивление антенны. Передающая антенна представляет для генератора некоторую нагрузку; для количественной характеристики этой нагрузки необходимо знать входное сопротивление антенны. Под *входным сопротивлением* антенны понимается отношение напряжения $\dot{U}_0$, приложенного к входным точкам антенны, к току $\dot{I}_0$ на входе:

$$Z_{\text{вх}} = \dot{U}_0 / \dot{I}_0. \quad (1.48)$$

В строгой теории антенн токи (в том числе и ток $\dot{I}_0$ на входе антенны) и создаваемые ими поля определяются как решение соответствующей граничной задачи электродинамики при заданном значении напряжения $\dot{U}_0$ на входе антенны. В этом случае само нахождение $Z_{\text{вх}}$ по формуле (1.48) представляется после решения указанной задачи тривиальными, поскольку вся трудность сосредоточена в нахождении тока в антенне. В приближенной теории антенн задача нахождения тока (внутренняя задача) решается приближенно, на основе знания каких-либо общих закономерностей или результатов многочисленных экспериментов. В этом случае, например для вибраторных антенн, даже знание закона распределения тока не позволяет найти абсолютное значение тока $\dot{I}_0$, так как остается невыясненным вопрос, какому значению $\dot{U}_0$ он соответствует. Возможность использования формулы (1.48) при этом исключается; более плодотворным в приближенной теории антенн является подход к нахождению $Z_{\text{вх}}$ на основе энергетических соображений, основанных на представлении антенны в виде двухполюсника и сопоставлении известных соотношений из теории электрических цепей и электродинамики.

Из теории цепей известно, что входное сопротивление двухполюсника можно рассчитать по формуле

$$Z_{\text{вх}} = \tilde{P} / (|\dot{I}|^2/2), \quad (1.49)$$

где $\tilde{P}$ – комплексная мощность генератора, питающего двухполюсник; $\dot{I}$ – ток через двухполюсник. В электродинамике комплексная мощность сторонних источников, являющихся первопричиной возникновения электромагнитного поля, может быть в отсутствие каких-либо потерь вычислена с использованием теоремы Пойнтинга в интегральной форме [18] как

$$\tilde{P} = \oint_S \tilde{\bar{\Pi}} d\bar{S} + \mathrm{i}\, 2\omega [W_{\text{м}} - W_{\text{э}}], \quad (1.50)$$

где S – поверхность, окружающая антенну; $W_{\text{м}}$ и $W_{\text{э}}$ – средние величины магнитной и электрической энергий в области, ограниченной поверхностью S; ω – круговая частота.

Учитывая, что распределение тока в общем случае переменно по длине антенны, при определении $Z_{\text{вх}}$ следует в (1.49) под током понимать ток $\dot{I}_0$ на входе антенны, т.е.

$$Z_{вх} = 2\tilde{P}/|\dot{I}_0|^2. \qquad (1.51)$$

С использованием (1.50) и (1.49) получаем

$$Z_{вх} = R_{вх} + \mathbf{i}\, X_{вх} = \frac{\mathrm{Re}\oint_S \tilde{\vec{\Pi}} d\vec{S}}{|\dot{I}_0|^2/2} + \mathbf{i}\left\{\frac{\mathrm{Im}\oint_S \tilde{\vec{\Pi}} d\vec{S} + (W_м - W_э)}{|\dot{I}_0|^2/2}\right\}. \qquad (1.52)$$

Вычисление $\mathrm{Re}\oint_S \tilde{\vec{\Pi}} d\vec{S}$ легко осуществить по поверхности сферы радиусом S в дальней зоне через ДН [см. формулу (1.37)]. Величина $\mathrm{Im}\oint_S \tilde{\vec{\Pi}} d\vec{S}$ в дальней зоне равна нулю ввиду синфазности векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}^S$. Вычисление разности энергий $[W_м - W_э]$ в общем случае встречает значительные трудности, поскольку каждая из энергий в отдельности при $R \to \infty$ может быть бесконечно большой. Поэтому формула (1.52) используется обычно только для расчета активной части входного сопротивления

$$R_{вх} = \frac{\mathrm{Re}\oint_S \tilde{\vec{\Pi}} d\vec{S}}{|\dot{I}_0|^2/2}. \qquad (1.53)$$

Указанный метод расчета получил название *метода вектора Пойнтинга.* Отметим, что если антенна обладает потерями (среда по-прежнему считается идеальной), то в правой части (1.50) необходимо учесть мощность тепловых потерь, которая, будучи отнесена к $|\dot{I}|^2/2$ определяет дополнительную составляющую активной части входного сопротивления $R_{вх}^{пот}$. В этом случае

$$R_{вх} = R_{вх}^{изл} + R_{вх}^{пот} = \frac{\mathrm{Re}\oint_S \tilde{\vec{\Pi}} d\vec{S}}{|\dot{I}_0|^2/2} + R_{вх}^{пот}, \qquad (1.54)$$

причем $R_{вх}^{изл}/R_{вх}^{пот} = \eta$ – КПД антенны.

Для нахождения активной и реактивной частей $Z_{вх}$ лучше всего комплексную мощность сторонних источников определять непосредственно через параметры самих источников. В частности, если распределение тока в антенне известно, то именно этот ток можно считать первопричиной возникновения поля, исключив для простоты все, происходящее в генераторе, линии передачи, соединяющей генератор и антенну, и др. Из теоремы Пойнтинга следует, что комплексная мощность сторонних источников, заданных в виде тока с объемной плотностью $\vec{J}$.

$$\tilde{P} = -\frac{1}{2}\int_V \dot{\vec{E}}\,\dot{\vec{j}}^{*}\, dV, \qquad (1.55)$$

где V – объем, занятый токами; $\dot{\vec{E}}$ – вектор напряженности поля, созданного этими токами. Соответственно для нахождения входного сопротивления получим формулу в виде

$$Z_{вх} = -\frac{\int_V \dot{\vec{E}}\,\dot{\vec{j}}^{*}\, dV}{|\dot{I}_0|^2/2}. \qquad (1.56)$$

Применительно к вибраторным антеннам последняя формула является выражением метода, получившего в свое время название *метода наведенных ЭДС.*

Энергетический подход лежит и в основе приближенного метода нахождения $Z_{вх}$ на основе эквивалентных схем, например эквивалентной длинной линии для вибраторных антенн. Здесь, приравнивая мощность, излучаемую антенной, к мощности потерь в эквивалентной схеме, получаем погонные параметры эквивалентной линии и, как следствие, входное сопротивление антенны.

Отметим, что ввести понятие тока $\dot{I}_0$ на входе, как и входного напряжения $\dot{U}_0$, не всегда физически возможно. Например, для антенн рупорного типа, питаемых волноводной линией передачи, этого сделать не удается. О входном сопротивлении таких антенн можно судить по отражению от антенны, которое возникает в волноводном тракте. Если антенна согласована с трактом (коэффициент отражения $\tilde{\Gamma} = 0$) то $Z_{вх} = Z_в$, где $Z_в$ – волновое сопротивление тракта (предполагается, что тракт работает в одномодовом режиме). В общем случае $\tilde{\Gamma} \neq 0$, причем, поскольку $\tilde{\Gamma} = (Z_{вх} - Z_в)$, входное сопротивление

$$Z_{вх} = Z_в \frac{1+\tilde{\Gamma}}{1-\tilde{\Gamma}}. \qquad (1.57)$$

Отметим, что наличие отражения сопровождается целым рядом негативных последствий, в том числе снижением КПД питающего фидера, нарушением устойчивости работы генератора, искажением передаваемой информации, снижением уровня допустимой мощности.

Одним из основных параметров антенн является также *рабочая полоса частот*, в пределах которой основные электрические параметры удовлетворяют определенным техническим требованиям. Обычно рабочая полоса частот определяется тем параметром, значение которого при изменении частоты раньше других выходит из допустимых пределов. Чаще всего таким параметром является входное сопротивление антенны. В ряде случаев рабочая полоса частот определяется изменением направления максимального излучения, расширением ДН, уменьшением КНД и др.

Условно принято к узкополосным антеннам относить антенны, относительная рабочая полоса частот которых не превышает 10 %. Антенны с полосой частот свыше 10 % считаются широкополосными. Если отношение максимальной частоты к минимальной (перекрытие частот) составляет 5 : 1 и более, такие антенны называют *сверхширокополосными* или *частотно-независимыми*. Широкополосные антенны применяют для излучения широкополосных сигналов; в случае узкополосных сигналов такие антенны позволяют без перестройки работать при переходе с одной частоты на другую.

Еще одним параметром передающих антенн является *предельная мощность*, которую можно подвести к антенне, не вызывая пробоя окружающей среды и не нарушая электрической прочности изоляторов.

***Литература**: основная [18, 34, 49], дополнительная [2, 38, 39].*

Контрольные вопросы[1]

1. Поясните суть принципа суперпозиции применительно к расчету антенных устройств.
2. Перечислите основные факторы, определяющие вид множителя системы идентично расположенных излучателей.
3. Получите в общем виде выражение для разности хода в решетке с произвольным размещением элементов в пространстве.
4. Каков физический смысл множителя системы?
5. Определите границу дальней зоны для излучателя, имеющего квадратную форму 1×1 м, при частоте 12 ГГц.
6*. Запишите и поясните теорему Пойнтинга в интегральной форме для среды с потерями.
7*. Сформулируйте принцип перестановочной двойственности уравнений Максвелла.
8*. Сформулируйте принцип эквивалентности, основанный на введении эквивалентных поверхностных электрических и магнитных токов.
9*. Сформулируйте принцип эквивалентности, основанный на введении эквивалентных объемных электрических и магнитных токов поляризации.
10. Что понимается под амплитудой и фазовой ДН в передающем режиме?
11. Запишите и поясните универсальное представление поля в дальней зоне произвольной антенны через нормированную амплитудную и фазовую ДН.
12. Определите величину КНД элемента Гюйгенса в направлении максимума излучения при $Z_c = Z_c^0$.
13*. Найдите параметры поляризационного эллипса в точке, где $\dot{E}_\theta = 0{,}05\exp(i\pi/3)$ В/м, $E_\varphi = 0{,}1\exp(i4\pi/3)$ В/м.
14. Сравните, во сколько раз отличаются КНД двух антенн, если известны их значения в децибелах: $D_1 = 20$ дБ и $D_2 = 40$ дБ
15. Сравните, во сколько раз отличаются уровни боковых лепестков, если в децибелах их значения составляют $\xi_1 = -10$ дБ, $\xi_2 = -20$ дБ.
16. Перечислите основные свойства поля произвольной антенны в дальней зоне.
17. Дайте определение и поясните способы расчета входного сопротивления антенны.

[1] Здесь и далее вопросы повышенной трудности отмечены звездочкой (*).

Глава 2. ТЕОРИЯ СИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ

2.1. Общие соображения. Приближенный закон распределения тока в симметричном электрическом вибраторе

Вибратором в теории антенн называют излучатель в виде тонкого проводника (электрический вибратор) или узкой длинной щели, прорезанной в металлическом экране (щелевой вибратор). Возбуждение вибратора может осуществляться различными способами, в простейшем из которых энергия подводится от генератора с помощью двухпроводной линии. Если эта линия подсоединяется к вибратору в его середине, такой излучатель носит название *симметричного*. Вибраторные антенны находят широкое применение как самостоятельные излучатели, а также как элементы более сложных антенн.

Рассмотрим симметричный электрический вибратор (СЭВ), представляющий собой тонкий цилиндрический проводник радиусом a, расположенный в свободном воздушном пространстве, лишенном потерь. Длину каждого плеча обозначим через l, ширину зазора, к которому подключается возбуждающая двухпроводная линия, – через Δ. Поскольку обычно $\Delta << l$, то общая длина вибратора $L \cong 2l$ (рис. 2.1).

Под воздействием напряжения, приложенного к зазору на входе антенны, в плечах вибратора возникают электрические токи, создающие в окружающем пространстве электромагнитное поле. Если предположить, что плечи вибратора выполнены из идеального проводника, то распределение токов на плечах вибратора получается таким, что полное электрическое поле удовлетворяет граничному условию $E_\tau = 0$, где τ – касательная компонента к поверхности вибратора. Строгое решение за-

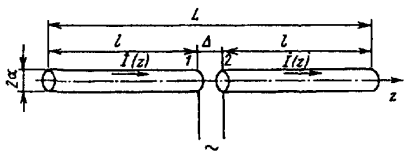


Рис. 2.1

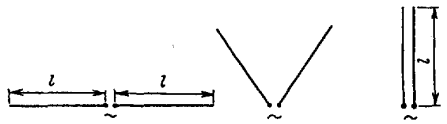


Рис. 2.2

дачи нахождения тока, несмотря на простоту геометрии задачи, встречает большие математические трудности (см. § 2.4). Приближенная теория электрических вибраторов из тонких проводов основана на аналогии с длинной линией.

В первом приближении эту линию можно представить как образованную разворотом плеч вибратора вокруг точек питания (рис. 2.2). В полученной таким образом эквивалентной разомкнутой линии длиной l потери энергии отсутствуют, так как провода линии, как и провода вибратора, считаются идеально проводящими. Поскольку вибратор, как и любая антенна, при подключении генератора излучает энергию, а потери энергии на излучение (полезный эффект для антенн) ничем не отличается от потерь на тепловой нагрев (джоулевы потери), то в эквивалентную длинную линию следует ввести потери. Это можно сделать двумя способами: продолжая по-прежнему считать проводники линии идеально проводящими, подключить к выходу линии некоторое комплексное сопротивление, потери энергии в котором учитывают эффект излучения энергии антенной, либо, оставляя линию разомкнутой, считать, что сами проводники обладают тепловыми потерями.

Используем второй способ. В разомкнутой линии без потерь распределение тока вдоль линии представляется суперпозицией двух бегущих волн: падающей и отраженной, амплитуды которых равны. При наличии потерь амплитуда падающей волны в каждой точке преобладает над амплитудой отраженной волны; в распределении тока теперь отсутствуют нулевые значения. Функция распределения тока при этом описывается выражением [37]

$$\dot{I}(z) = \frac{\dot{I}_0}{\mathrm{sh}\gamma l}\mathrm{sh}\gamma(l - z), \qquad (2.1)$$

где $\dot{I}_0$ – ток на входе линии; $\gamma = \alpha + i\beta$, α – коэффициент затухания, β – коэффициент фазы; z – координата, отсчитываемая вдоль линии от вход-

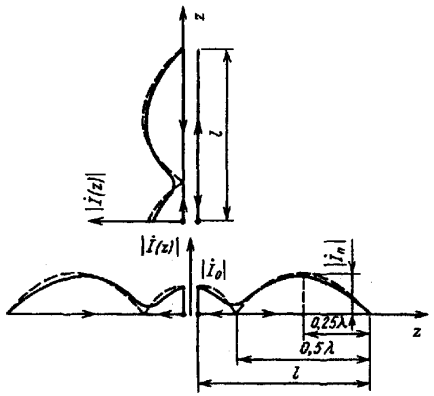


Рис. 2.3

ных точек (рис. 2.3). Методика расчета коэффициентов α и β дана ниже (см. § 2.3). На рис. 2.3 сплошной линией изображено характерное распределение модуля тока в эквивалентной разомкнутой линии, описываемого формулой (2.1), а также вдоль плеч вибратора, получаемого путем обратного развертывания проводников эквивалентной линии. Отметим, что для вибратора ввиду симметрии картины тока относительно точек питания в (2.1) необходимо ввести $|z|$, т.е

$$\dot{I}(z) = \frac{\dot{I}_0}{\operatorname{sh}\gamma l}\operatorname{sh}\gamma(l - |z|). \qquad (2.2)$$

На концах тонкого вибратора ток всегда равен нулю; другие нулевые значения, как уже отмечалось, отсутствуют. В любых двух точках, симметричных относительно $z = 0$, направление тока одинаково.

При расчете ДН функцию распределения тока можно еще более упростить, пренебрегая затуханием, т.е. полагая $\alpha = 0$, $\beta = k$, где $k = 2\pi/\lambda$ – коэффициент фазы в свободном пространстве. В этом случае $\operatorname{sh}\gamma(l - |z|) = \sin k(l - |z|)$ и распределение тока описывается функцией

$$\dot{I}(z) = \frac{\dot{I}_0}{\sin kl}\sin k(l - |z|), \qquad (2.3)$$

соответствующей чисто стоячей волне с нулевым значением на концах антенны (узел тока); при $|z| < l$ узлы и пучности чередуются через $\lambda/4$. Кривая распределения тока, соответствующая (2.3), показана штриховой линией на рис. 2.3. Переходу $|\dot{I}(z)|$ через нуль в этом случае соответствует изменение фазы тока на противоположное, что отражено соответствующими стрелками на рис. 2.3. Как видно, отличие $|\dot{I}(z)|$ от кривых, соответствующих более точному выражению (2.2),

невелико и наблюдается только в области вблизи нулевых значений. Соответственно погрешность расчета ДН по распределению тока (2.3) будет также невелика и определяется в первом приближении разницей площадей под кривыми тока. Обратим внимание, что при $l = n\lambda/2$, где $n = 1, 2, 3, \ldots$ знаменатель в (2.3) обращается в нуль. В этом случае вводят понятие тока в пучности $\dot{I}_п$ (термин из теории длинных линий), который всегда отличен от нуля. Поскольку $\dot{I}_п = \dot{I}_0/\sin kl$, то вместо (2.3) можно использовать

$$\dot{I}(z) = \dot{I}_п \sin k(l - |z|). \qquad (2.4)$$

Кроме распределения тока представляет интерес вопрос о распределении зарядов вдоль вибратора, важный для определения предельной мощности, которую можно подвести к вибратору, не опасаясь пробоя. Используя уравнение непрерывности [18] и учитывая, что ток в тонком вибраторе имеет только продольную составляющую, получаем

$$\frac{d\dot{I}(z)}{dz} + \mathrm{i}\,\omega\,\dot{Q}(z) = 0, \qquad (2.5)$$

где $\dot{Q}(z)$ – заряд на единицу длины. Из (2.5) и (2.4) следует, что приближенный закон распределения плотности зарядов описывается выражением

$$\dot{Q}(z) = \pm \mathrm{i}\dot{Q}_п \cos k(l - |z|), \qquad (2.6)$$

причем знак плюс относится к точкам $z > 0$, минус – к точкам $z < 0$, $\dot{Q}_п = \dot{I}_п/c$, c – скорость света. Как следует из (2.6), на концах вибратора всегда имеет место пучность зарядов; узлы и пучности зарядов чередуются, как и ток, через $\lambda/4$.

Отметим, что при несимметричном возбуждении вибраторов распределение тока и зарядов существенно меняется, но для вибраторов резонансной длины, т.е. при $l = n\lambda/2$, $n = 1, 2, 3 \ldots$ остается неизменным.

2.2. Диаграмма направленности СЭВ. Коэффициент направленного действия и действующая длина

Для расчета ДН используем общую методику расчета поля излучения антенн, изложенную в § 1.2. Считаем, что распределение тока

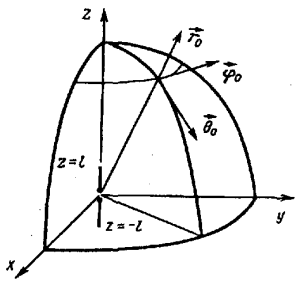


Рис. 2.4

описывается приближенной формулой (2.3). Суммарная напряженность электрического поля, создаваемая всеми элементами, на которые можно мысленно разбить вибратор, в сферической системе координат, показанной на рис. 2.4, определяется формулой типа (1.26) с пределами интегрирования от $-l$ (нижний конец вибратора) до $+l$ (верхний конец). Используя метод интегрирования «по частям» [14], окончательно получаем

$$\dot{E}_\theta = \mathbf{i}\frac{Z_c^0 \dot{I}_0}{2\pi r \sin kl}\sin\theta\frac{\cos(kl\cos\theta)-\cos kl}{\sin^2\theta}\exp(-\mathbf{i}\,kr). \qquad (2.7)$$

В формуле (2.7) преднамеренно не сокращен множитель $\sin\theta$. Обратим внимание на то, что в любой точке дальней зоны поле вибратора имеет линейную поляризацию. Из (2.7) следует, что амплитудная ДН симметричного электрического вибратора

$$f(\theta,\varphi) = \left|\sin\theta\frac{\cos(kl\cos\theta)-\cos kl}{\sin^2\theta}\right|, \qquad (2.8)$$

причем первый сомножитель в правой части (2.8) описывает ДН элемента тока (ЭЭВ), второй – множитель системы. Анализ (2.8) показывает, что амплитудная ДН не зависит от азимутального угла φ, что вполне естественно в силу полной симметрии задачи относительно этого угла. Следовательно, ДН симметричного вибратора в его экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$, плоскость H), как и в случае ЭЭВ, представляет в полярной системе координат окружность. Вид амплитудной ДН в плоскости, проходящей через ось вибратора (плоскость E), для тонких вибраторов зависит только от отношения l/λ. При любой длине плеча СЭВ, как и ЭЭВ, не излучает вдоль своей оси. При длине плеча $l \le 0{,}7\lambda$ максимум излучения СЭВ ориентирован перпендикулярно его оси, т.е. в направлении $\theta = \pi/2$. Для таких вибраторов $f(\theta, \varphi)_{max} = |1 - \cos kl|$ и нормированная амплитудная ДН после сокращения множителя $\sin\theta$ может быть представлена в виде

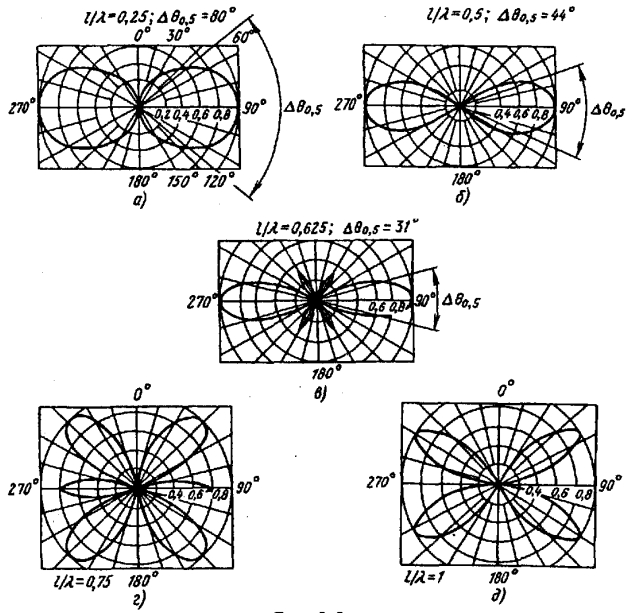


Рис. 2.5

$$F(\theta,\varphi) = \left|\frac{\cos(kl\cos\theta)-\cos kl}{(1-\cos kl)\sin\theta}\right|. \qquad (2.9)$$

Для более длинных вибраторов необходимо сначала найти положение и величину главного максимума излучения, а затем отнормировать выражение (2.8) по отношению к этому максимуму по формуле (1.32). Серия расчетных амплитудных ДН в плоскости E для различных отношений l/λ приведена на рис. 2.5. При $l/\lambda << 1$, вплоть до $l/\lambda = 0{,}25$ (рис. 2.5, *а*), ДН подобна диаграмме направленности ЭЭВ. Увеличение длины вибратора до значения $l/\lambda = 0{,}5$ (рис. 2.5, *б*) сопровождается только сужением лепестков ДН. При дальнейшем увеличении основные лепестки продолжают сужаться, но появляются боковые лепестки (рис. 2.5, *в*), интенсивность которых при $l/\lambda = 0{,}75$ (рис. 2.5, *г*) уже превышает уровень излучения в направлении $\theta = \pi/2$. При $l/\lambda = 1{,}0$ (рис. 2.5, *д*) излучение в направлении нормали полностью пропадает и в ДН присутствуют только боковые лепестки. Подобная форма

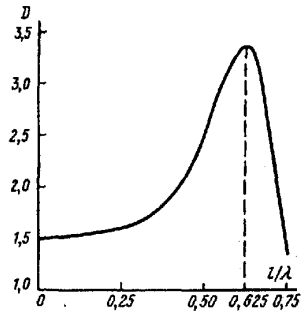


Рис. 2.6.

ДН легко объясняется распределением тока, характерным для вибратора с $l = \lambda$, а именно наличием на каждом плече двух противофазных участков равной длины, излучения которых в направлении $\theta = \pi/2$, где разность хода отсутствует, компенсируют друг друга. На практике вибраторы с длиной плеча $l > 0{,}7\lambda$ не используются.

Фаза напряженности поля, создаваемого СЭВ, в соответствии с (2.7) не зависит от угла θ, точнее, меняется на обратную при переходе амплитудной ДН через нуль. Таким образом, в соответствии с определением, данным в § 1.3, СЭВ обладает фазовым центром (совпадающим с центром вибратора) и излучает чисто сферическую волну.

Коэффициент направленного действия СЭВ можно определить, используя выражение для амплитудной ДН (2.9), по формуле (1.40). Вычисление интеграла в (1.40) обычно производится численным методом; конечный результат зависимости КНД в направлении нормали к оси вибратора от длины плеча l приведен на рис. 2.6. Как видно, максимум КНД, равный 3,36, имеет место при $l/\lambda = 0{,}625$. При больших значениях l/λ КНД падает, поскольку, как уже отмечалось, уменьшается интенсивность излучения в направлении $\theta = \pi/2$ и возрастает уровень боковых лепестков. Омические потери в вибраторных антеннах, как правило, весьма малы, поэтому можно считать, что коэффициент усиления $G \approx D$.

Иногда для проволочных антенн, к числу которых принадлежит и СЭВ, вводят еще один параметр – действующую длину. Применительно к СЭВ под *действующей длиной* $l_д$ понимают полную длину воображаемого вибратора с равномерным распределением тока, равным току $\dot{I}_0$ на входе СЭВ, создающим в направлении максимума излучения поле, амплитуда которого равна амплитуде поля СЭВ в главном направлении. Обычно понятие действующей длины вводят для вибраторов с длиной плеча $l \le 0{,}7\lambda$; главным направлением в данном случае является направление $\theta = \pi/2$. Для СЭВ амплитуда поля в этом направлении определяется с помощью (2.7) соотношением

$$|\dot{E}| = \frac{60|\dot{I}_0|}{r\sin kl}(1-\cos kl). \tag{2.10}$$

Для воображаемого вибратора в этом же направлении амплитуду поля легко вычислить, используя формулу (1.1) для ЭЭВ:

$$|\dot{E}| = \frac{60\pi|\dot{I}_0|l_д}{r\lambda}. \tag{2.11}$$

Приравнивая (2.10) и (2.11), находим

$$l_д = \frac{\lambda}{\pi}\frac{1-\cos kl}{\sin kl}. \tag{2.12}$$

Формально соотношение (2.12) можно получить также, приравняв площадь под кривой тока $|\dot{I}(z)|$ в плечах СЭВ, описываемой (2.3), и площадь тока $|\dot{I}_0| \cdot l_д$ воображаемого вибратора длиной $l_д$ с равномерным распределением тока.

2.3. Входное сопротивление и сопротивление излучения

Приближенный расчет входного сопротивления СЭВ может быть осуществлен с использованием двух методов, описанных в § 1.3: методом наведенных ЭДС [см. формулу (1.56)] и методом эквивалентной схемы. В настоящем разделе используется второй метод, основанный на аналогии тонких симметричных вибраторов с разомкнутой линией с потерями.

Из теории длинных линий [37] следует, что входное сопротивление линии с потерями, эквивалентной вибратору,

$$Z_{вх} = \tilde{Z}_в \operatorname{cth}\gamma l, \tag{2.13}$$

где $\tilde{Z}_в$ – комплексное волновое сопротивление линии (комплексность вызвана потерями в линии); $\gamma = \alpha + i\beta$ – комплексная постоянная распространения, α – коэффициент затухания в линии, β – коэффициент фазы; l – длина эквивалентной линии, равная длине плеча вибратора. Остановимся на вопросе определения величин $\tilde{Z}_в$, α и β.

Комплексное волновое сопротивление длинной линии с потерями [37]

$$\widetilde{Z}_{в} = \sqrt{\frac{2R_1 + \mathbf{i}\,\omega L_1}{i\omega C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}\sqrt{1 - \mathbf{i}\frac{2R_1}{\omega L_1}}, \qquad (2.14)$$

где R_1 – погонное сопротивление каждого проводника длинной линии; L_1 и C_1 – погонные индуктивность и емкость длинной линии; $Z_в$ – волновое сопротивление линии без учета потерь в ней, причем $Z_в = \sqrt{L_1/C_1} = \sqrt{L_1C_1}/C_1$. Поскольку $1/\sqrt{L_1C_1} = c$, где c – скорость света, имеем $Z_в = 1/cC_1$. Величину C_1 определяют обычно методом Хоу, находя полную емкость вибратора как уединенного цилиндрического тела радиусом a и затем усредняя ее делением на общую длину вибратора $L \cong 2l$. В результате для $Z_в$ получаем формулу

$$Z_в = 120[\ln(l/a) - 1]. \qquad (2.15)$$

Постоянная рапространения связана с погонными параметрами L_1C_1 и R_1 соотношением [37]

$$\gamma = \sqrt{(2R_1 + \mathbf{i}\omega L_1)\mathbf{i}\omega C_1}. \qquad (2.16)$$

При сравнительно малых значениях $R_1 (R_1 << \omega L_1)$, как следует из анализа выражения (2.16), получается, что $\alpha = R_1/Z_в$, $\beta = \omega\sqrt{L_1C_1} = k$. При этом в (2.14) второй корень преобразуется к виду $(1 - \mathbf{i}R_1/\omega L_1) = 1 - \mathbf{i}\alpha/\beta)$. Окончательно получаем

$$\widetilde{Z}_{в} = 120\left(\ln\frac{l}{a} - 1\right)\left(1 - \mathbf{i}\frac{\alpha}{\beta}\right). \qquad (2.17)$$

Коэффициент затухания α рассчитывается, как отмечалось в § 1.3, из условия равенства мощности тепловых потерь в эквивалентной линии:

$$P_{пот} = 2\int_{z=0}^{l} \frac{|\dot{I}(z)|^2}{2} R_1 dz. \qquad (2.18)$$

где коэффициент 2 перед интегралом учитывает наличие двух проводников в эквивалентной линии, мощности излучения симметричного электрического вибратора P_Σ. Мощность P_Σ определяется интегрированием среднего (во времени) значения вектора Пойнтинга (1.31) по сферической поверхности радиусом R в дальней зоне:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2Z_c}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} |\dot{E}_\theta|^2 R^2 \sin\theta d\theta d\varphi. \qquad (2.19)$$

Вводя понятие сопротивления излучения R_Σ как коэффициента пропорциональности между P_Σ и половиной квадрата тока в пучности, т.е. $R_\Sigma = 2P_\Sigma/|\dot{I}_п|^2$, с помощью (2.19) и (2.7), получаем

$$R_\Sigma = \frac{Z_c^0}{2\pi}\int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl\cos\theta) - \cos kl]^2}{\sin\theta} d\theta. \qquad (2.20)$$

График зависимости R_Σ от отношения l/λ, полученный методом численного интегрирования, приведен на рис. 2.7. Отметим, что величина R_Σ, определяемая формулой (2.20), основанной на синусоидальном распределении тока, справедливом в первом приближении для тонких вибраторов, не зависит от толщины плеч вибратора и их формы. Приравнивая (2.20) и (2.18) и проводя интегрирование в последнем, окончательно получаем

$$\alpha = R_\Sigma/120l\left(\ln\frac{l}{a} - 1\right)\left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl}\right). \qquad (2.21)$$

Что касается коэффициента фазы β, то оказывается, что в действительности этот коэффициент отличается от величины, равной k. Объясняется это учетом потерь, влиянием торцевой емкости между плечами вибратора, а также тем фактом, что L_1C_1 и R_1 для СЭВ, в отличие от обычной длинной линии, переменны по длине вибратора. Обычно значения β берут из результатов эксперимента [2], которые свидетельствуют о том, что $\beta > k$, т.е. длина волны в эквивалентной линии $\Lambda = 2\pi/\beta$ меньше длины волны в свободном пространстве $\lambda = 2\pi/k$. Для повышения точности расчета по формуле (2.21) в ней также следует осуществить замену величины k на β.

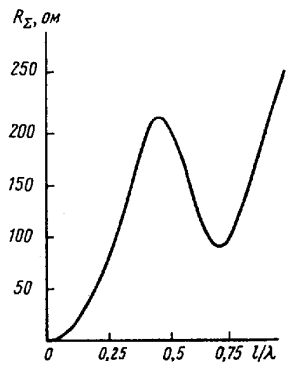


Рис. 2.7

На рис. 2.8 приведены графики активной ($R_{вх}$) и реактивной ($X_{вх}$) составляющих входного сопротивления СЭВ, рассчитанного по формуле (2.13) для различных значе-

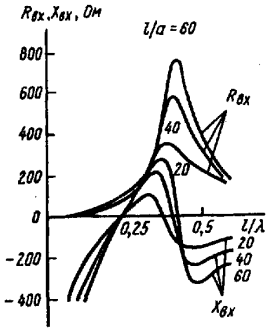


Рис. 2.8.

ний радиуса вибратора a. Эти кривые, построенные в зависимости от соотношения l/λ, можно при фиксированной частоте рассматривать как зависимости от длины плеча l. При фиксированном значении l эти же кривые характеризуют частотные свойства вибраторов по входному сопротивлению. Анализ графиков позволяет сделать следующие выводы:

1. Вблизи $l/\lambda = 0{,}25$ и $l/\lambda = 0{,}5$ реактивная составляющая $X_{вх}$ обращается в нуль, при этом в окрестности $l/\lambda = 0{,}25$ вибратор ведет себя подобно последовательному колебательному контуру, в окрестности $l/\lambda = 0{,}5$ – подобно параллельному контуру. Точное значение резонансных длин несколько меньше, чем $0{,}25\lambda$ и $0{,}5\lambda$, что объясняется отмеченным выше отличием коэффициента фазы β от k. Таким образом, для точной настройки СЭВ в резонанс длину вибратора следует несколько укоротить по сравнению с $0{,}25\lambda$ (при последовательном резонансе) или $0{,}5\lambda$ (при параллельном резонансе); величина укорочения зависит от радиуса вибратора. При последовательном резонансе ($l/\lambda = 0{,}25$) величина $R_{вх}$ равна 73,1 Ом (для вибраторов с радиусом $a \to 0$); при увеличении радиуса до $7 \cdot 10^{-3}\lambda$ $R_{вх} = 94{,}8$ Ом. При параллельном резонансе ($l/\lambda = 0{,}5$) величина $R_{вх}$ сильно зависит от радиуса и составляет сотни и даже тысячи Ом (для вибраторов с $a \to 0$).

2. Чем больше радиус вибратора, тем плавнее кривые зависимости $R_{вх}$ и $X_{вх}$ от частоты. Используя терминологию теории цепей, говорят, что толстые вибраторы (вибраторы с низким волновым сопротивлением) обладают меньшей добротностью по сравнению с тонкими вибраторами. Такие вибраторы могут без перестройки работать в более широкой полосе рабочих частот.

2.4. Основы строгого решения задачи о симметричном электрическом вибраторе

В настоящее время строгая задача нахождения закона распределения тока, наводимого в плечах вибраторной антенны под действием приложенного напряжения $\dot{U}_0$ к входным точкам антенны, сводится к решению интегральных уравнений. Приведем краткие сведения об одном из них, получившем

название *интегрального уравнения Галлена*. При выводе уравнения Галлена исходят из следующей электродинамической модели задачи. Предполагается, что радиус вибратора много меньше как длины волны λ, так и плеча l. В силу этого при расчете поля можно пренебречь торцевыми токами и считать, что ток на боковой поверхности вибратора имеет только продольную составляющую с поверхностной плотностью $\dot{J}_z(z)$, которая обращается в нуль на концах вибратора. Излучение этого тока заменяется излучением такого же тока, но текущего по бесконечно тонкой нити, совпадающей с осью z (см. рис. 2.1). Обозначим осевой ток $\dot{I}(z)$, причем $\dot{I}(z) = 2a\pi\dot{J}_z(z)$. Электрическое поле, созданное данным током, можно вычислить через векторный потенциал $\vec{A}$, который, как известно [18], имеет такие же компоненты, как и плотность порождающего его тока, т.е. $\vec{A} = \vec{z}_0\dot{A}_z$. При линейном распределении тока

$$\dot{A}_z(z) = \frac{\mu_a}{4\pi}\int_{-l}^{l}\dot{I}(z')\frac{\exp(-\mathrm{i}\,kR)}{R}dz' \qquad (2.22)$$

где z – координата точки наблюдения (точка, в которой определяется векторный потенциал); z' – координата точки интегрирования; $R = \sqrt{(z-z')^2 + a^2}$ – расстояние между точкой наблюдения и точкой интегрирования. Напряженность электрического поля связана с вектором $\vec{A}$ известным соотношением

$$\dot{\vec{E}} = -\mathrm{i}\omega\dot{\vec{A}} - \frac{i}{\omega\varepsilon_a\mu_a}\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\dot{\vec{A}}. \qquad (2.23)$$

Поскольку $\dot{\vec{A}} = \vec{z}_0\dot{A}_z$, то тангенциальная к плечам вибратора компонента электрического поля

$$\dot{E}_z = -\mathrm{i}\,\omega\dot{A}_z - \frac{i}{\omega\varepsilon_a\mu_a}\frac{d^2\dot{A}_z}{dz^2}. \qquad (2.24)$$

Полагая, что вибратор выполнен из идеального проводника, на поверхности которого выполняется граничное условие $E_\tau = 0$ (где E_τ – касательная компоненты вектора $\vec{E}$), из (2.24) получаем, что во всех точках на боковой поверхности плеч вибратора

$$\frac{d^2\dot{A}_z}{dz^2} + k^2\dot{A}_z = 0. \qquad (2.25)$$

При выводе (2.25) подразумевается, что величина $\dot{E}_\tau$ определяется только излучением тока $\dot{I}(z)$, т.е. не учитывается пренебрежимо малое собственное излучение устройства, возбуждающего вибратор.

Связь векторного потенциала $\dot{\vec{A}}$ с приложенным к вибратору в его зазоре напряжением $\dot{U}_0$ может быть установлена через скалярный потенциал $\dot{\varphi}$, связанный с $\dot{\vec{A}}$ условием калибровки [18], которое в точках на поверхности вибратора имеет вид

$$\dot{\varphi} = \mathrm{i}\frac{1}{\omega\varepsilon_a\mu_a}\frac{d\dot{A}_z}{dz}. \qquad (2.26)$$

Ввиду малости зазора, к которому подводится питающее напряжение, можно считать, что разность потенциалов

$$\dot{\varphi}_1 - \dot{\varphi}_2 = \dot{U}_0. \qquad (2.27)$$

где $\dot{\varphi}_1$ и $\dot{\varphi}_2$ – потенциалы в точках *1* и *2* (см. рис. 2.1).

Решение уравнения (2.25) можно представить в виде

$$\dot{A}(z) = (\mu_a/4\pi)(\dot{A}\cos kz + \dot{B}\sin kz),\ \Delta/2 \le z \le l,$$

$$\dot{A}(z) = (\mu_a/4\pi)(\dot{C}\cos kz + \dot{D}\sin kz),\ -l \le z \le -\Delta/2, \qquad (2.28)$$

где $\dot{A}$, $\dot{B}$, $\dot{C}$ и $\dot{D}$ – некоторые постоянные; коэффициент $\mu_a/4\pi$ введен для удобства дальнейших преобразований. В силу симметрии задачи $\dot{C} = \dot{A}$, $\dot{D} = -\dot{B}$ и

$$\dot{A}(z) = (\mu_a/4\pi)(\dot{A}\cos kz + \dot{B}\sin k|z|),\ -l \le z \le l, \qquad (2.29)$$

Постоянную $\dot{B}$ найдем из условия (2.27), полагая $\Delta \to 0$:

$$\dot{B} = -\mathrm{i}\left(2\pi/Z_c^0\right)\dot{U}_0. \qquad (2.30)$$

С учетом (2.29) и (2.30) получим интегральное уравнение Галлена

$$\int_{-l}^{l}\dot{I}(z')[\exp(-\mathrm{i}kR)/R]dz' \approx \dot{A}\cos kz - \mathrm{i}(2\pi/Z_c^0)\dot{U}_0\sin k|z|. \qquad (2.31)$$

Постоянная $\dot{A}$ определяется из условия обращения в нуль тока на концах антенны ($z = \pm l$).

Решения уравнения (2.31) в аналитическом виде не существует. Наиболее распространены численные методы решения уравнения Галлена, например метод моментов. Суть метода сводится к следующему. Искомую функцию распределения тока $\dot{I}(z)$ представляют в виде разложения в ряд по некоторой системе функций (с неизвестными коэффициентами), носящих название *базисных*, причем каждая из базисных функций может представлять распределение тока как по всей длине вибратора, так и по отрезкам, на которые разбивают вибратор. В последнем случае необходимо обеспечить непрерывность тока в точках на границах соседних отрезков. Для нахождения амплитуд базисных функций могут быть использованы различные способы, например основанные на удовлетворении уравнения (2.31) в некоторых фиксированных точках по длине вибратора (подробнее см. [32]).

Можно показать, что синусоидальный закон распределения тока (2.3) даже для тонких вибраторов является лишь первым приближением решения уравнения Галлена. Отличие действительного распределения тока от синусоидального тем сильнее, чем толще вибратор. Однако отметим, что даже строгие методы решения задачи распределения тока для вибраторов средней или большой толщины не могут учесть особенности конструкции вблизи точек питания, имеющие место на практике. В связи с этим строгие методы, в частности изложенный в настоящем разделе, важны не столько для анализа одиночных вибраторов, сколько для сложных антенных конструкций, состоящих из отдельных проводов, каждый из которых достаточно точно соответствует электродинамической модели тонкого вибратора. Эти же методы могут быть использованы для анализа влияния металлических тел на электрические характеристики установленных на них антенн, если тела представить в виде сетчатой конструкции, состоящей из отрезков проводов [32].

2.5. Симметричный щелевой вибратор

Вторым примером симметричного вибратора является щелевой излучатель, выполненный в виде узкого отверстия шириной t и общей длиной $2l$, прорезанного в металлическом экране. Конфигурация щелевого вибратора показана на рис. 2.9. Здесь же изображена сферическая система координат, в которой производится расчет поля излучения; щель параллельна оси z. Считаем, что возбуждение щелевого излучателя осуществляется с помощью двухпроводной линии, подсоединенной к противоположным точкам посредине щели. Под действием приложенного напряжения $\dot{U}_0$ в щели возникает электрическое поле, линии которого перпендикулярны ее краям (см. рис. 2.9). Благодаря тому что $t << \lambda$, распределенные поля в поперечном сечении можно считать постоянным. Поэтому в любой точке z напряжение между краями щели $\dot{U}(z) = \dot{E}(z)t$. Распределение напряжения по длине щели можно в первом приближении определить, рассматривая щель как короткозамкнутую с двух сторон длинную линию, в которой

$$\dot{U}(z)=\frac{\dot{U}_0}{\sin kl}\sin k(l-|z|). \qquad (2.32)$$

или вводя по аналогии с СЭВ понятие напряжения в пучности $\dot{U}_{\text{п}}=\dot{U}_0/\sin kl$:

$$\dot{U}(z)=\dot{U}_{\text{п}}\sin k(l-|z|). \qquad (2.33)$$

Как видно из (2.32) и (2.33), на концах щели $U(z=l)=0$. Распределение напряженности электрического поля в плоскости щели вдоль ее длины

$$\dot{E}(z)=\frac{\dot{U}(z)}{t}=\frac{\dot{U}_0}{t\sin kl}\sin k(l-|z|)=\frac{\dot{E}_0}{\sin kl}\sin k(l-|z|), \qquad (2.34)$$

где $\dot{E}_0=\dot{U}_0/t$. Под действием напряжения в щели в пространстве, окружающем щелевой излучатель, возникает электромагнитное поле, причем в любой точке экрана (который считаем выполненным из идеального проводника) согласно граничным условиям линии электрического поля подходят к экрану под прямым углом. Таким образом, если экран имеет бесконечные размеры, то в плоскости экрана касательная компонента электрического поля

$$\dot{E}_\tau=\frac{\dot{E}_0}{\sin kl}\sin k(l-|z|). \text{ в пределах щели}$$

$$\dot{E}_\tau=0 \text{ в остальных точках}, \qquad (2.35)$$

причем в любом поперечном сечении щели величина $\dot{E}_\tau$ остается постоянной.

Анализ такого симметричного щелевого вибратора (СЩВ) удобнее всего проводить, используя понятие гипотетического магнитного вибратора. Рассмотрим сначала аналогию магнитного вибратора с СЭВ в виде металлической ленты шириной t и общей длиной $2l$ (поскольку размеры этого вибратора соответствуют размерам щели, такой СЭВ дополняет щель до полного экрана и соответственно носит назва-

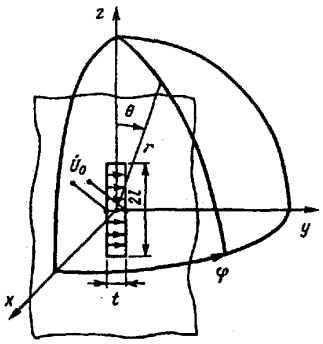


Рис. 2.9

ние металлического аналога щели). Считаем, что расположение магнитного вибратора в сферической системе координат соответствует расположению щели, показанному на рис. 2.9, т.е. аналогично пространственной ориентации, принятой при анализе СЭВ (см. рис. 2.4). Поскольку на поверхности магнитного вибратора граничные условия для магнитного поля ($\dot{H}_\tau=0$) совпадают с граничными условиями для электрического поля ($\dot{E}_\tau=0$) на поверхности СЭВ, то распределение магнитного тока $\dot{I}^{\text{м}}(z)$ в симметричном магнитном вибраторе подчиняется тем же уравнениям (например, типа Галлена), что и распределение электрического тока в СЭВ. Например, в качестве первого приближения можно принять синусоидальное распределение, описываемое (2.3), т.е.

$$\dot{I}^{\text{м}}(z)=\frac{\dot{I}^{\text{м}}_0}{\sin kl}\sin k(l-|z|), \qquad (2.36)$$

где $\dot{I}^{\text{м}}_0$ – ток на входе магнитного вибратора. Из принципа перестановочной двойственности уравнений Максвелла [54] следует, что, произведя в (2.7) замены $\dot{E}$ на $\dot{H}$, $\dot{I}_0$ на $\dot{I}^{\text{м}}_0$, $Z^0_{\text{с}}$ на $1/Z^0_{\text{с}}$, сразу получим возможность определить магнитное поле, созданное магнитным вибратором в дальней зоне :

$$\dot{H}_\theta=\mathrm{i}\frac{\dot{I}^{\text{м}}_o}{2\pi Z^0_{\text{с}} r\sin kl}\frac{\cos(kl\cos\theta)-\cos kl}{\sin\theta}\exp(-\mathrm{i}\,kr). \qquad (2.37)$$

Электрическое поле связано с магнитным известным соотношением (1.30):

$$\dot{E}_\varphi=-Z^0_{\text{с}}\dot{H}_\theta. \qquad (2.38)$$

Как следует из (2.38), линии электрического поля в дальней зоне представляют собой окружности, лежащие в плоскости, перпендикулярной магнитному вибратору (рис. 2.10, *а*). К плоскости расположения вибратора эти линии подходят под прямым углом. Вблизи магнитного вибратора линии электрического поля охватывают вибратор; касательная компонента электрического поля E_τ направлена поперек вибратора и численно

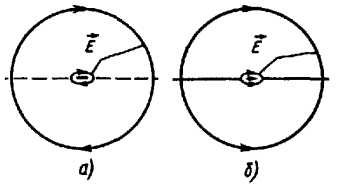


Рис. 2.10

равна поверхностной плотности магнитного тока. При малых t можно считать плотность тока постоянной по периметру вибратора, тогда $\dot{I}_z^{\text{м}} = \dot{I}^{\text{м}}/2t$, где $2t$ – периметр вибратора.

Рассмотрим теперь воображаемую плоскость, в которой лежит плоский магнитный вибратор. В точках этой плоскости выполняются следующие граничные условия для касательной составляющей вектора напряженности электрического поля:

$$\dot{E}_\tau = \frac{\dot{I}^{\text{м}}(z)}{2t} = \frac{\dot{I}_0^{\text{м}}}{2t\sin kl}\sin k(l-|z|) \text{ в пределах плоского магнитного вибратора,} \qquad (2.39)$$

$$\dot{E}_\tau = 0 \text{ в остальных точках,}$$

причем величина $\dot{E}_\tau$ остается постоянной в точках любого поперечного сечения.

Поскольку граничные условия (2.35) в плоскости экрана, в котором прорезана щель, и в плоскости расположения магнитного вибратора (2.39) при $\dot{U}_0 = \dot{I}_0^{\text{м}}/2$ идентичны, то из теоремы единственности [18] следует, что поле, создаваемое щелью, полностью аналогично полю излучения симметричного магнитного вибратора, если вместо $\dot{I}_0^{\text{м}}$ в (2.37) подставить $2\dot{U}_0$, т.е.

$$\dot{H}_\theta = \mathbf{i}\frac{\dot{U}_0}{\pi Z_c^o r\sin kl}\frac{\cos(kl\cos\theta)-\cos kl}{\sin\theta}\exp(-\mathbf{i}\,kr),$$
$$\dot{E}_\varphi = -Z_c^0\dot{H}_\theta \qquad (2.40)$$

Различие заключается только в том, что электрические силовые линии для магнитного вибратора (рис. 2.10, *а*) являются замкнутыми, а для щели (рис. 2.10, *б*) направлены в верхнем и нижнем полупространствах в противоположные стороны. Поэтому для нижнего полупространства в обеих формулах (2.40) следует изменить знак на противоположный. Сходство между щелевым излучателем в бесконечно тонком идеально проводящем плоском экране и металлическим аналогом щели, как показал А. А. Пистолькорс, может быть доказано строго [45].

Из формул (2.40) следует, что направленные свойства симметричного щелевого вибратора и СЭВ полностью аналогичны. Поле СЩВ, как и СЭВ, в дальней зоне линейно поляризовано. Отличие этих

полей проявляется только в том, что векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ меняются местами, оставаясь взаимно перпендикулярными между собой. В плоскости, перпендикулярной щели (плоскость E), ДН представляет окружность. В плоскости, проходящей через ось щели (плоскость H), форма ДН зависит только от отношения l/λ и может быть рассчитана с использованием (2.9); вдоль своей оси щелевой вибратор не излучает.

Мощность излучения СЩВ можно найти по формуле (2.19), заменив в ней $\dot{E}_\theta$ на $\dot{E}_\varphi$, определяемое (2.40). Вводя понятие проводимости излучения G_Σ, связь мощности излучения P_Σ с напряжением в пучности $\dot{U}_{\text{п}}$ можно установить по формуле, аналогичной формуле Джоуля-Ленца:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2}|\dot{U}_{\text{п}}|^2 G_\Sigma. \qquad (2.41)$$

Вычисляя G_Σ с использованием (2.41), (2.40) и сравнивая полученное значение с R_Σ, определяемым (2.20), можно убедиться в том, что

$$G_\Sigma = 4R_\Sigma/(Z_c^0)^2, \qquad (2.42)$$

где R_Σ – сопротивление излучения плоского металлического аналога щели. Помимо проводимости излучения СЩВ характеризуется также величиной входной проводимости $Y_{\text{вх}} = \dfrac{\tilde{P}}{|\dot{U}_0|^2/2}$, связь которой со входным сопротивлением соответствующего металлического аналога $Z_{\text{вх}}$ определяется соотношением, аналогичным (2.42):

$$Y_{\text{вх}} = 4Z_{\text{вх}}/(Z_c^0)^2, \qquad (2.43)$$

Причем значение $Z_{\text{вх}}$ в (2.43) должно быть известно для плоского СЭВ. Поскольку значения $Z_{\text{вх}}$ известны обычно для электрических вибраторов цилиндрической формы, в случае плоских вибраторов шириной t можно использовать данные для цилиндрических вибраторов с радиусом $a = t/4$.

При определенных значениях l/λ щель, как и электрический вибратор, обладает резонансными свойствами, когда реактивная составляющая $Y_{\text{вх}}$ обращается в нуль. Обычно используются резонансные щели, общая длина которых несколько меньше $\lambda/2$; необходимое уко-

рочение тем больше, чем шире щель. Отметим, что в полуволновых резонансных щелях закон распределения напряжения вдоль щели, а следовательно, и направленные свойства щели не зависят от места подключения источника возбуждения и остаются неизменными даже для распределенного способа возбуждения, имеющего место в волновых щелевых антеннах (см. гл. 7).

На практике обычно стремятся к тому, чтобы щелевая антенна излучала только в одно полупространство. Этого можно добиться, закрыв щель со стороны второго полупространства металлической полостью (резонатором). Наличие резонатора практически не изменяет распределение напряжения в щели, тем более при резонансной длине. В этом случае можно считать, что ДН щели с односторонним излучением в рабочем полупространстве совпадает с ДН щели с двухсторон-



Контрольные вопросы

1. Поясните, почему в первом приближении можно считать, что распределение тока в СЭВ подчиняется синусоидальному закону.
2. Изобразите распределение тока и укажите его направление в различных точках по длине вибратора при $l = 0{,}3\lambda;\ 0{,}5\lambda;\ 0{,}75\lambda$.
3. Поясните, почему при $l < 0{,}25\lambda$ ДН СЭВ мало отличается от ДН ЭЭВ.
4. Поясните смысл действующей длины СЭВ. Как зависит действующая длина плеча вибратора?
5. В чем заключается подход к расчету $Z_{вх}$ вибратора на основе метода эквивалентной схемы?
6. Что называется сопротивлением излучения СЭВ? При какой длине плеча вибратора $R_{\Sigma} = R_{вх}$?
7. Что понимается под резонансом СЭВ? Какими факторами определяется точное значение резонансной длины?
8. Изобразите примерную картину зависимости $R_{вх}$ и $X_{вх}$ от длины плеча СЭВ в долях длины волны.
9. Поясните преимущества, которыми обладают толстые вибраторы.
10*. На чем основана возможность отождествления полей СЩВ и СМВ?
11*. Поясните возможность использования принципа двойственности для расчета поля СМВ.
12. В чем заключается причина отличия в 2 раза входной проводимости односторонней щели и щели с двусторонним излучением?
13*. Каково распределение тока, наведенного за счет излучения щели, на экране, в котором прорезана щель?
14. Как можно доказать, что фазовый центр СЭВ и СЩВ находятся в середине вибраторов?
15. Какова поляризация поля излучения СЭВ и СЩВ?

Глава 3. ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

3.1. Общие сведения

Как уже отмечалось в § 1.2, для получения высокой направленности излучения, часто требуемой на практике, можно использовать систему слабонаправленных антенн, 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 определяется, особенно при большем числе излучателей, в основном габаритными размерами всей системы и в гораздо меньшей степени – индивидуальными направленными свойствами отдельных излучателей.

К числу таких систем относятся антенные решетки. Напомним, что АР называется система одинаковых излучающих элементов, идентично ориентированых в пространстве и расположенных по определенному закону. В зависимости от расположения элементов различают линейные, поверхностные и объемные решетки, среди которых наиболее распространены прямолинейные и плоские АР. Иногда излучающие элементы располагаются по дуге окружности или на криволинейных поверхностях, совпадающих с формой объекта, на котором расположена АР (конформная АР).

Простейшей является линейная АР, в которой излучающие элементы располагаются вдоль прямой, называемой осью решетки, на равных расстояниях друг от друга (эквидистантная АР). Расстояние d между фазовыми центрами излучателей называют шагом решетки. Линейная АР помимо самостоятельного значения является часто основой при анализе других типов АР.

3.2. Линейные АР с равноамплитудным возбуждением и линейным изменением фазы

3.2.1. Множитель системы линейной АР

Рассмотрим линейную эквидистантную АР, элементы которой расположены вдоль оси z (рис. 3.1). Предположим, что решетка состоит из нечетного числа излучателей $N = 2M + 1$, причем центральный элемент расположен в начале координат, $-M$ и M – номера нижнего и верхнего элементов соответственно. Тогда положение n-го элемента характеризуется координатами $x_n = 0, y_n = 0, z_n = nd$. Предположение, что число излучателей нечетно, введенное для упрощения анализа, не являются принципиальным. Все полученные ниже соотношения остаются справедливыми при четном числе излучателей $N = 2M$.

Полагаем, что комплексная амплитуда тока в n-м излучателе

$$\dot{I}_n = I \exp(-\mathbf{i}\, n\psi), \tag{3.1}$$

т.е. токи во всех элементах равны по амплитуде, а фаза тока в каждом из элементов отстает от фазы в предыдущем на величину ψ (линейный, или прогрессивный, закон изменения фазы; рис. 3.2). Подобное распределение тока широко используется на практике. 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[1]. В ка-

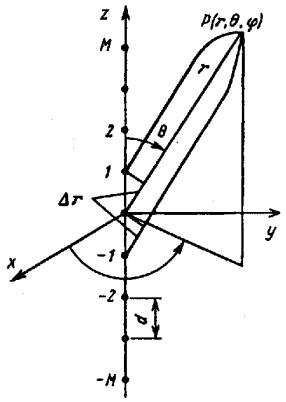


Рис. 3.1

[1] Уточним, что понимается под ДН элемента в составе решетки. В ситуации, если заданы токи в элементах АР, ДН одного элемента соответствует режим, когда данный элемент возбужден, а на входе остальных элементов токи равны нулю. Для вибраторных антенн это соответствует размыканию входных точек. Подобные разомкнутые элементы (при длине плеча $l \neq \lambda/2$) оказывают сравнительно малое влияние, которым можно пренебречь.

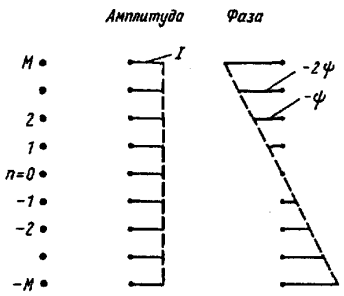


Рис. 3.2

честве элементов для простоты рассмотрим ненаправленные излучатели, поэтому при расчете ДН достаточно ограничиться анализом множителя системы.

Используя общие соотношения, полученные в § 1.2 [см. (1.23) и (1.25)], находим, что разность хода для n-го элемента по сравнению с центральным, расположенным в начале координат, $\Delta r_n = nd\cos\theta$, а множитель системы

$$\widetilde{f}_c = \sum_{n=-M}^{M} \exp[\mathbf{i}\, n(kd\cos\theta - \psi)], \tag{3.2}$$

причем выражение (2.3) (в котором опущен несущественный постоянный множитель I) справедливо для любой из компонент поля $\dot{E}_\theta$ или $\dot{E}_\varphi$, создаваемой излучателями в дальней зоне.

Выражение под знаком суммы в (3.2) представляет собой геометрическую прогрессию из N членов, знаменатель которой $p = \exp[\mathbf{i}(kd\cos\theta - \psi)]$, а первый член прогрессии, соответствующий $n = -M$, определяется как $a_1 = \exp[-\mathbf{i}M(kd\cos\theta - \psi)] = p^{-M}$. Используя формулу для суммы геометрической прогрессии $S = a_1(p^N - 1)/(p - 1)$, получаем

$$\widetilde{f}_c = p^{-M}(p^N - 1)/(p - 1) =$$
$$= p^{-M}(p^{N/2}p^{N/2} - p^{N/2}p^{-N/2})/(p^{1/2}p^{1/2} - p^{1/2}p^{-1/2}).$$

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

$$u = N(kd\cos\theta - \psi)/2 \tag{3.3}$$

и преобразуем оставшуюся дробь с использованием формулы Эйлера:

$$\widetilde{f}_c = \frac{p^{N/2} - p^{-N/2}}{p^{1/2} - p^{-1/2}} = \frac{\exp(\mathbf{i}\,u) - \exp(-\mathbf{i}\,u)}{\exp(\mathbf{i}\,u/N) - \exp(-\mathbf{i}\,u/N)} =$$
$$= \frac{\sin u}{\sin(u/N)} = \frac{\sin[N(kd\cos\theta - \psi)/2]}{\sin[(kd\cos\theta - \psi)/2]}. \tag{3.4}$$

Выражение (3.4) получилось чисто вещественным. Это значит, что фазовая диаграмма направленности АР не зависит от угловых координат и лишь меняется скачком на π при переходе через нуль выражения (3.4). Таким образом, линейная АР с распределением токов (3.1) независимо от величины ψ излучает волну со сферическим фронтом и ее фазовый центр совпадает с серединой АР. Выражение для нормированной амплитудной ДН (нормированный амплитудный множитель системы) имеет вид

$$F_c(\theta) = \left| \frac{1}{f_c(\theta_{гл})} \frac{\sin[N(kd\cos\theta - \psi)/2]}{\sin[(kd\cos\theta - \psi)/2]} \right|, \tag{3.5}$$

где $f_c(\theta_{гл})$ – значение функции f_c в направлении главного максимума $\theta = \theta_{гл}$. Знак модуля в дальнейшем для упрощения записи будем опускать. Обратим внимание, что величина $(kd\cos\theta - \psi)$ в аргументе числителя и знаменателя (3.5) характеризует сдвиг фаз между полями двух соседних элементов в дальней зоне. В зависимости от фазового сдвига ψ изменяется положение максимума излучения. Соответственно различают режимы нормального, наклонного и осевого излучений.

3.2.2. Режим нормального излучения ($\psi = 0$)

При $\psi = 0$ элементы решетки возбуждаются синфазно. Максимум излучения ориентирован по нормали ($\theta_{гл} = 90°$) к оси решетки, так как в этом направлении разность хода равна нулю и поля складываются синфазно. Это – режим нормального излучения. Диаграмма направленности описывается формулой

$$f_c = \frac{\sin[N\,kd\cos\theta)/2]}{\sin[(kd\cos\theta)/2]}. \tag{3.6}$$

В направлении $\theta_{гл} = 90°$ выражение (3.6) представляет собой неопределенность вида 0/0, при раскрытии которой по правилу Лопиталя получаем $f_c(\theta_{гл}) = N$. Соответственно нормированная ДН имеет вид

$$F_c = \frac{\sin[N\,kd\cos\theta)/2]}{N\sin[(kd\cos\theta)/2]} = \frac{\sin u}{N\sin(u/N)}, \tag{3.7}$$

где $u = (Nkd\cos\theta)/2$.

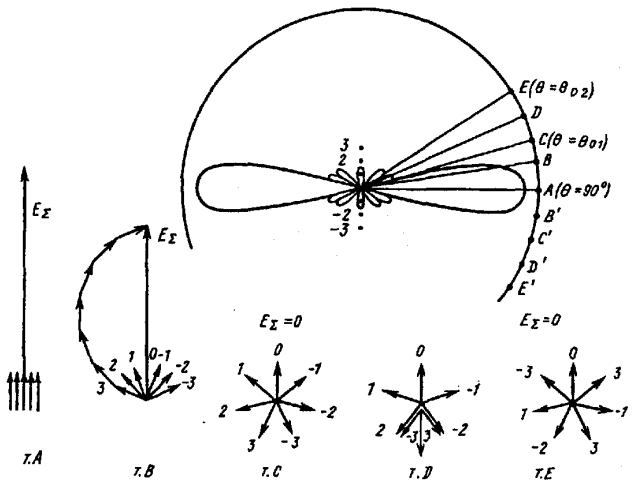


Рис. 3.3

Элементарное рассмотрение основных свойств линейной АР можно осуществить, не прибегая к анализу выражения (3.7). Каждое слагаемое в (3.2), пропорциональное полю излучения соответствующего элемента, будем изображать как вектор на фазовой (комплексной) плоскости. На рис. 3.3 последовательно представлены векторные диаграммы для нескольких точек наблюдения. Еще раз подчеркнем, что рассматриваемые векторные диаграммы отражают фазовые соотношения между полями отдельных элементов и никак не связаны с расположением векторов в пространстве.

В точке A ($\theta = 90°$, разность хода $\Delta r = 0$) все векторы синфазны между собой, в результате суммарное поле имеет максимальное значение. Таким образом, в направлении нормали к оси AP формируется максимум ДН. В точке B синфазность сложения уже нарушается, причем векторы, соответствующие элементам с положительными индексами, опережают, а с отрицательными – запаздывают по отношению к вектору с индексом $n = 0$ на величину $nk\Delta r = nkd\cos\theta$. Для суммирования векторов в точке B можно совместить начало каждого вектора с концом предыдущего и полученную ломаную замкнуть результирующим вектором (см. рис. 3.3), который, естественно, будет меньшим,

чем в точке A. При дальнейшем уменьшении угла θ «веер» векторов раскрывается все сильнее, соответственно результирующий вектор становится все меньше, пока в точке C, угловое положение которой 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

$$\cos\theta_{01} = \lambda/Nd. \qquad (3.8)$$

Заметим, что условие (3.8) может быть выполнено, только если $Nd \geq \lambda$. В противном случае в ДН отсутствуют направления с нулевым излучением. Чем больше произведение Nd (чем длиннее решетка), тем уже основной лепесток ДН. При $\theta < \theta_{01}$ начинается область формирования боковых лепестков. Максимум первого бокового лепестка получается в точке D. Интересно отметить, что в области бокового излучения векторы, соответствующие средним элементам, компенсируют друг друга (см. рис. 3.3) и суммарный вектор определяется только вкладом элементов, расположенных вблизи краев АР. Поэтому интенсивность боковых лепестков в принципе можно уменьшить, выбирая закон распределения токов, спадающий к краям решетки.

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

$$\theta_{\text{вт max}} = \arccos(\lambda/d). \qquad (3.9)$$

Из (3.9) видно, что для исключения дополнительных главных максимумов в ДН синфазной решетки из изотропных элементов необходимо выбирать

$$d < \lambda. \qquad (3.10)$$

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 на-

правлениях, соответствующих рассмотренным точкам, отложить отрезки, пропорциональные результирующим векторам в каждой точке. Характерный вид подобной диаграммы (в плоскости, проходящей через ось решетки) приведен на рис. 3.3. При построении ДН учтена симметрия системы относительно оси решетки и плоскости, перпендикулярной оси. Соответствующая пространственная ДН получается путем вращения кривой, изображенной на рис. 3.3, вокруг оси решетки.

Перейдем к более детальному анализу ДН, описываемой выражением (3.7). Направления, в которых излучение отсутствует, определяется из условия $Nkd\cos\theta_{0m}/2 = \pm m\pi$, где $m = 1, 2, \ldots$, причем знак плюс соответствует углам $\theta < \theta_{гл}$, а знак минус – углам $\theta > \theta_{гл}$. Соответственно находим

$$\cos\theta_{0m} = \pm m\lambda/Nd. \qquad (3.11)$$

При $m = 1$ выражение (3.11) совпадает с полученным ранее (3.8). Если $Nd >> \lambda$ (реально при $Nd \geq 3\lambda$), то из (3.11), используя формулу $\cos\alpha = \sin(\pi/2 - \alpha) \approx \pi/2 - \alpha$ для углов α, близких к $\pi/2$, имеем $\theta_{01} \approx \approx \pi/2 - \lambda/Nd$). В силу симметрии диаграммы относительно нормали к оси решетки ширина основного лепестка ДН по уровню нулевого излучения определится по формуле

$$\Delta\theta_0 = 2(\theta_{гл} - \theta_{01}) \approx 2\lambda/Nd \approx 115^\circ\lambda/Nd. \qquad (3.12)$$

Ширину ДН по половинной мощности можно найти по приближенной формуле

$$\Delta\theta_{0,5} \approx 0{,}89\lambda/Nd \approx 51^\circ\lambda/Nd. \qquad (3.13)$$

Направления максимумов боковых лепестков приближенно можно определить из условия максимума числителя (3.7), так как знаменатель этого выражения, особенно при большом Nd, меняется значительно медленнее числителя. Отсюда, приравнивая аргумент числителя $\pm(2m + 1)\pi/2$, имеем

$$\cos\theta_{\max m} = \pm(2m+1)\lambda/2Nd, \quad m = 1, 2, \ldots \qquad (3.14)$$

Подставляя значение $\theta = \theta_{\max m}$ из (3.14) в (3.7), получаем относительный УБЛ:

$$\xi_m = 1\Big/\left\{N\left|\sin\left[\frac{(2m+1)\pi}{2N}\right]\right|\right\}. \qquad (3.15)$$

Величина ξ_m максимальна для $m = 1$, с ростом m интенсивность боковых лепестков сначала убывает, затем возрастает. Минимальное значение ξ_m имеет при аргументе синуса в (3.15), равном $\pm\pi/2$. Угловое положение этих лепестков можно определить, приравняв аргумент синуса в знаменателе (3.7) к $\pi/2$, откуда получим $\cos\theta = \pm\lambda/2d$. Ясно, что для исключения возрастания УБЛ необходимо выполнение условия

$$d \leq \lambda/2. \qquad (3.16)$$

Условие (3.16) предъявляет более жесткие требования к шагу решетки, чем требование (3.10), при котором отсутствуют дополнительные главные максимумы.

При большом значении $N(N \geq 10)$ для первых боковых лепестков можно получить приближенную формулу

$$\xi_m \approx 2/[\pi(2m+1)]. \qquad (3.17)$$

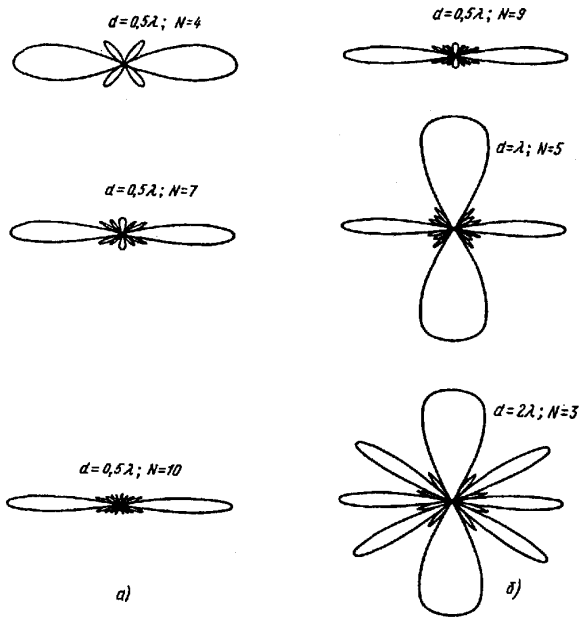


Рис. 3.4

Из (3.17) имеем, что при $m = 1$ (первый боковой лепесток) $\xi_1 = 0{,}21$ (или $\xi_1 = -13{,}3$ дБ) и не зависит от N.

На рис. 3.4, *а* приведена серия расчетных ДН, демонстрирующих зависимость ширины основного лепестка при различных N, на постоянном шаге решетки $d = 0{,}5\lambda$. Серия ДН, приведенных на рис. 3.4, *б* для различных сочетаний N и d (но таких, что $(N-1)d = \text{const} = 4\lambda$), демонстрирует практическую неизменность основного лепестка и возникновение вторичных главных максимумов при $d \geq \lambda$.

3.2.3. Режим наклонного излучения ($0 < \psi < kd$)

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 $n = 1$ (см. рис. 3.1). 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 величину $(-\psi)$. Компенсация наступает, когда $kd\cos\theta - \psi = 0$, откуда

$$\cos\theta_m = \psi/kd. \qquad (3.18)$$

Из (3.18) видно, что при возрастании ψ от нуля до kd направление максимума излучения отклоняется от нормали и приближается к

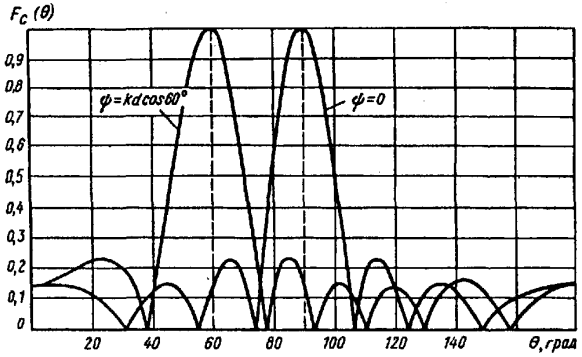


Рис. 3.5

оси решетки, т.е. отклоняется в ту же сторону, в которую происходит отставание фазы возбуждения элементов решетки (рис. 3.6). Эффект перемещения направления максимального излучения при изменении фазового сдвига ψ находит широкое практическое применение в сканирующих АР (см. гл. 9).

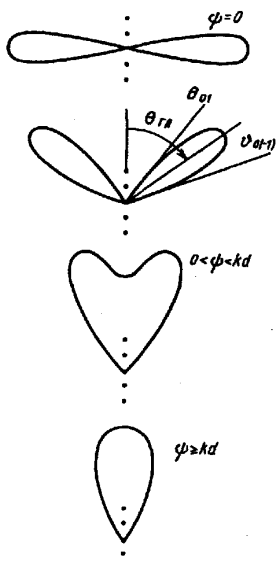


Рис. 3.6

Выражение для ДН в плоскости, проходящей через ось решетки, имеет вид (3.5), причем $f_c(\theta_m) = N$, как и в случае синфазного возбуждения. Направления нулей излучения определяются из условия равенства нулю числителя (3.5), т.е. $N(kd\cos\theta_{0m} - \psi)/2 = \pm m\pi$, откуда

$$\cos\theta_{0m} = \psi/kd \pm m\lambda/Nd. \qquad (3.19)$$

Ближайшим к главному максимуму направлениям нулевого излучения соответствуют углы θ_{01} и $\theta_{0(-1)}$ (см. рис. 3.6), причем

$$\theta_{01} = \arccos(\cos\theta_{гл} + \lambda/Nd),$$

$$\theta_{0(-1)} = \arccos(\cos\theta_{гл} - \lambda/Nd).$$

В отличие от режима нормального излучения нули расположены несимметрично относительно $\theta_{гл}$. Ширина ДН по уровню нулевого излучения может быть определена как разность углов $\theta_{0(-1)}$ и θ_{01}, т.е. $\Delta\theta_0 = \theta_{0(-1)} - \theta_{01}$.

При малых отклонениях максимума ДН от нормали и $Nd >> 1$ степень несимметрии невелика и величина $\Delta\theta_0$ может быть рассчитана по приближенной формуле

$$\Delta\theta_0 \approx 2\lambda/Nd\sin\theta_{гл} \cong 115^\circ\lambda/Nd\sin\theta_{гл}. \qquad (3.20)$$

Величина $\Delta\theta_{0,5}$ при малых отклонениях определяется как

$$\Delta\theta_{0,5} \approx 0{,}89\lambda/Nd\sin\theta_{гл} \cong 51^\circ\lambda/Nd\sin\theta_{гл}. \qquad (3.21)$$

Из (3.20) и (3.21) видно, что по мере увеличения отклонения ДН от нормали основной лепесток расширяется в $1/\sin\theta_{гл}$ раз по сравнению со случаем синфазного возбуждения.

Направления максимумов боковых лепестков могут быть найдены из приближенного соотношения

$$\cos\theta_{\max m} = \psi / kd \pm (2m+1)/2Nd. \qquad (3.22)$$

Относительный УБЛ определяется выражением (3.15), т.е. так же, как в режиме нормального излучения.

Найдем условия, при которых отсутствуют дополнительные главные максимумы в режиме наклонного излучения. Как отмечалось в 3.2.2, указанные максимумы возникают тогда, когда фазовый сдвиг между полями двух соседних элементов достигает 2π. В рассматриваемом случае это возможно в таких направлениях $\theta = \theta_{вт\ max}$, когда $kd\cos\theta_{вт\ max} - \psi = \pm 2\pi$, причем знак плюс соответствует появлению вторичного главного максимума в области $\theta < \theta_{гл}$, а минус – в области $\theta > \theta_{гл}$. Обозначим $\psi/kd = \gamma$, тогда получим

$$\theta_{вт\ max} = \gamma \pm \lambda/d. \qquad (3.23)$$

Во избежание появления вторичных главных максимумов необходимо, чтобы правая часть превышала (по модулю) единицу. Минимальное значение правой части (3.23) соответствует знаку минус, поэтому должно выполняться условие $(\gamma - \lambda/d) < -1$. Отсюда получаем требование к шагу решетки

$$d < \lambda/(1+\gamma). \qquad (3.24)$$

Учитывая, что в режиме наклонного излучения $\gamma = \psi/kd = \cos\theta_{гл}$, формулу (3.24) удобнее использовать в виде

$$d < \lambda/(1+\cos\theta_{гл}). \qquad (3.25)$$

Если помимо отсутствия дополнительных главных максимумов необходимо, чтобы УБЛ убывал при удалении от главного лепестка, к шагу решетки предъявляется более жесткое требование

$$d \le \lambda/2(1+\cos\theta_{гл}). \qquad (3.26)$$

Результаты расчета ДН линейной АР из семи изотропных элементов с шагом $d = 0{,}5\lambda$, возбужденных с фазовым сдвигом $\psi = 0$ и $\psi = kd\cos 60°$, приведены на рис. 3.5 в прямоугольной системе координат.

Отметим, что при приближении ψ к kd главные лепестки слева и справа от оси решетки сливаются и суммарный главный лепесток ДН

приобретает двугорбый характер (см. рис. 3.6). Это происходит тем быстрее, чем меньше Nd, т.е. шире главные лепестки. В данном случае термин «наклонное излучение» теряет свой смысл.

3.2.4. Режим осевого излучения ($\psi \ge kd$)

При $\psi = kd$ синфазное сложение полей отдельных элементов осуществляется, как следует из (3.18), в направлении оси решетки, т.е. $\theta_{гл} = 0$. Это – режим осевого излучения. Диаграмма направленности в плоскости, проходящей через ось решетки, приобретает вид, изображенный на рис. 3.6. При $\psi > kd$ из (3.18) получаем $\cos\theta_{гл} > 1$. Последнее означает, что ни в каком направлении поля не складываются синфазно. Однако и в этом случае максимум излучения направлен вдоль оси решетки ($\theta_{гл} = 0$), 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 (критический режим). Это происходит при $\psi = \psi_{кр}$.

Покажем, что возрастание ψ в интервале $kd < \psi < \psi_{кр}$ сопровождается (при одинаковом Nd) сужением основного лепестка ДН и возрастанием УБЛ. В режиме осевого излучения ДН может быть рассчитана по общей формуле (3.5), причем в направлении главного максимума

$$f_c(\theta_{гл}) = \sin\left[\frac{N}{2}(kd-\psi)\right] \Big/ \sin\left[\frac{1}{2}(kd-\psi)\right]. \qquad (3.27)$$

Из (3.27) видно, что при $\psi = kd$ величина $f_c(\theta_{гл}) = N$ (как и ранее). Если $\psi > kd$, то $f_c(\theta_{гл}) < N$. Форма ДН симметрична относительно направления $\theta_{гл} = 0$ (см. рис. 3.6). Положения нулей ДН определяются соотношением (3.19), в котором следует использовать только знак минус, поскольку все нули расположены при $\theta > \theta_{гл}$. Для первого нуля имеем

$$\cos\theta_{0(-1)} = \psi/kd - \lambda/Nd. \qquad (3.28)$$

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

$$\Delta\theta_0 = 2\theta_{0(-1)} = 2\sqrt{2}\sqrt{\lambda/Nd - \psi/kd + 1}. \qquad (3.29)$$

При $\psi = kd$

$$\Delta\theta_0 = 2\sqrt{2}\sqrt{\lambda / Nd} \approx 162^\circ\sqrt{\lambda / Nd}. \quad (3.30)$$

При $\psi > kd$ основной лепесток ДН сужается (при одном и том же Nd), причем тем сильнее, чем больше ψ. Это продолжается вплоть до $\psi_{кр} = kd + 2\pi / N$, когда, как видно из (3.29), $\Delta\theta_0 = \theta$ и излучение вперед пропадает.

Положение максимумов боковых лепестков определяется такой же формулой (3.22), как и в режиме наклонного излучения. Однако относительный уровень их $\xi_m = \left| \frac{1}{f_c(\theta_{гл})} \frac{1}{\sin|(2m+1)\pi/2N|} \right|$ возрастает, поскольку с увеличением ψ падает величина $f_c(\theta_{гл})$, определяемая (3.27).

Указанные факторы – сужение главного лепестка и увеличение УБЛ по-разному влияют на величину КНД. Вначале, по мере роста ψ преобладает фактор сужения главного лепестка, вследствие чего КНД возрастает, достигая максимума в оптимальном режиме ($\psi = \psi_{opt}$)[1]. Затем КНД падает из-за возрастания боковых лепестков. Подробнее этот вопрос рассматривается в § 3.6. В оптимальном режиме при $Nd >> \lambda$

$$\Delta\theta_0 \approx 118^\circ\sqrt{\lambda / Nd}, \quad \Delta\theta_{0,5} \approx 61^\circ\sqrt{\lambda / Nd}. \quad (3.31)$$

Максимум первого бокового лепестка в оптимальном режиме

$$\xi_1 = 0{,}33 \text{ (или } -10 \text{ дБ}). \quad (3.32)$$

Отсутствие дополнительного главного максимума в режиме осевого излучения обеспечивается выполнением для шага решетки условия (3.24) при подстановке соответствующего значения ψ. Убывающий закон изменения УБЛ обеспечивается при шаге решетки в 2 раза меньше, т.е. при

$$d \le \lambda/2(1 + \gamma). \quad (3.33)$$

На рис. 3.7 изображены ДН линейной АР из 14 изотропных элементов, расположенных с шагом $d = 0{,}25\lambda$, при $\psi = kd$ и $\psi = \psi_{opt}$.

[1] Заметим, что максимуму КНД согласно определению (см. § 1.3) соответствует максимальное значение поля в точке на оси антенны при условии неизменности уровня излучаемой мощности. Если же неизменной сохраняется амплитуда токов в элементах решетки, то, естественно, максимум поля в указанной точке имеет место при синфазном сложении полей, т.е. при $\psi = kd$.

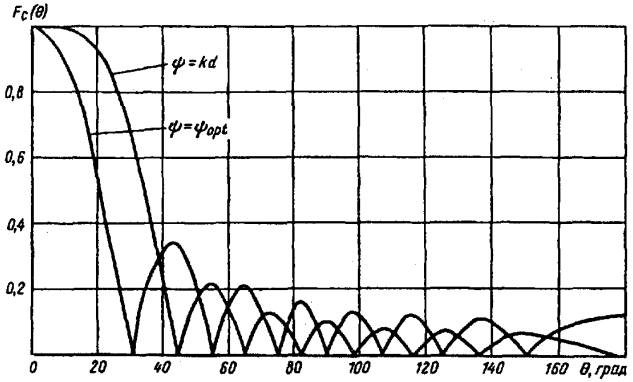


Рис. 3.7

Если возбуждение отдельных элементов АР осуществляется бегущей волной (например, с помощью линии питания), распространяющейся вдоль оси решетки с фазовой скоростью ϑ, то фазовый сдвиг между двумя соседними элементами $\psi = \beta d$, где $\beta = kc/\vartheta$, c – скорость света. Величину c/ϑ, численно совпадающую с коэффициентом $\gamma = \psi/kd$, называют *коэффициентом замедления*. Подобные АР носят название *антенн бегущей волны* (АБВ). Все формулы для АР, полученные выше, справедливы для АБВ, если в них осуществить подстановку $\psi = kdc/\vartheta$. В частности, ДН описывается формулой

$$F_c(\theta) = \frac{1}{f_c(\theta_{гл})} \sin\left[\frac{Nkd}{2}\left(\cos\theta - \frac{c}{\vartheta}\right)\right] \Big/ \sin\left[\frac{kd}{2}\left(\cos\theta - \frac{c}{\vartheta}\right)\right], \quad (3.34)$$

причем $f_c(\theta_{гл}) = N$ при $0 \le c/\vartheta < 1$. Если $c/v \ge 1$, то $f_c(\theta_{гл})$ определяется формулой (3.27). Режиму нормального излучения соответствует АБВ с бесконечной фазовой скоростью ($\gamma = c/\vartheta = 0$), режиму наклонного излучения – АБВ с быстрой волной ($\gamma = c/\vartheta < 1$). Главный лепесток антенны с быстрой волной наклонен в сторону движения возбуждающей волны. В режиме осевого излучения АБВ должна возбуждаться медленной волной ($\gamma = c/\vartheta \ge 1$).

Все полученные в этой главе соотношения справедливы для АР из абсолютно ненаправленных элементов. При построении конкретных АР необходимо использовать элементы, максимум излучения кото-

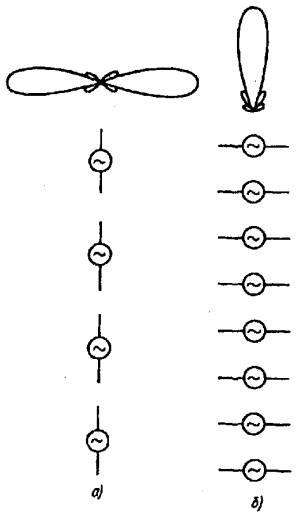


Рис. 3.8

рых совпадает с $\theta_{гл}$. На рис. 3.8 показаны варианты расположения вибраторных излучателей в АР с нормальным (*а*) и осевым (*б*) излучениями. Направленные свойства элементов следует учитывать, умножая их ДН на функцию F_c.

На практике иногда используется система, состоящая всего из двух излучателей, выполненных обычно в виде СЭВ с ориентацией, соответствующей рис. 3.8, *б*. При $d = 0{,}25\lambda$, $\psi = 90°$ и равных амплитудах токов подобная АР работает в режиме осевого излучения и обеспечивает однонаправленное излучение с максимумом в направлении $\theta = 0$ (здесь поля обоих излучателей складываются); в противоположном направлении излучение отсутствует (поля вычитаются). Множитель системы для этого случая ($N = 2$) имеет вид

$$F_c = \sin(kd\cos\theta - 90°)/2\sin\frac{1}{2}(kd\cos\theta - 90°) = \\ = \cos\frac{1}{2}(kd\cos\theta - 90°) \qquad (3.35)$$

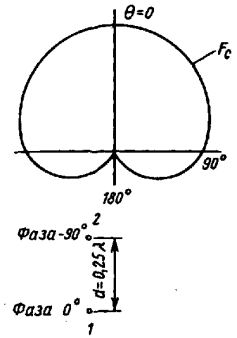


Рис. 3.9

и описывает кардиоиду (рис. 3.9). Если считать, что рассматриваемая система образована путем добавления излучателя *2* (с фазой, запаздывающей на 90°) к исходному излучателю *1*, то излучатель *2* называют *директором* (по отношению к излучателю *1*). В обратной ситуации, когда к исходному излучателю *2* добавляется излучатель *1* (с фазой, опережающей на 90°), последний называют *рефлектором*.

3.3. Влияние неравномерности амплитудного распределения на ДН линейной АР

Выше рассматривались решетки с равноамплитудным возбуждением элементов, УБЛ которых в режиме нормального излучения (–13,2 дБ) довольно велик. При этом было установлено (см. 3.2.2), что в направлении боковых лепестков основной вклад в результирующее поле дают крайние элементы решетки. Следовательно, интенсивность боковых лепестков в принципе можно уменьшить, выбирая закон распределения токов, спадающий к краям АР. В то же время подобное распределение токов приводит к расширению основного лепестка ДН по сравнению с равноамплитудной решеткой такой же длины. Это легко показать с помощью векторных диаграмм на фазовой плоскости. Рассмотрим синфазный режим возбуждения, когда поля всех элементов складываются синфазно в направлении нормали к оси решетки независимо от амплитудного распределения, т.е. $\theta_{гл} = 90°$. В направлении первого нуля ($\theta = \theta_{01}$) векторная диаграмма для синфазной равноамплитудной решетки имеет вид, изображенный на рис. 3.10, *а*. Поскольку длины векторов пропорциональны токам в соответствующих элементах, то при убывании амплитуды токов к краям АР векторная диаграмма для угла $\theta = \theta_{01}$ будет отличаться только длиной векторов, причем угол между двумя соседними векторами по-прежнему будет равен $kd\cos\theta_{01}$ (рис. 3.10, *б*). Легко видеть, что суммарное поле теперь уже не будет равно нулю. Для достижения нуля векторы должны развернуться на несколько бóльший угол $kd\cos\theta'_{01} > kd\cos\theta_{01}$, что приводит к условию $\theta'_{01} < \theta_{01}$. Таким образом, спадающее амплитудное распределение увеличивает ширину основного лепестка ДН $\Delta\theta_0 = 2(\theta_{гл} - \theta'_{01})$.

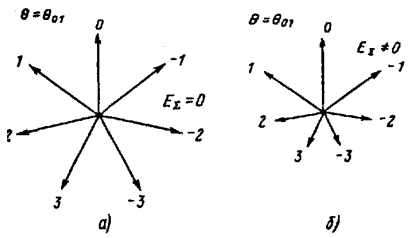


Рис. 3.10

Рассмотрим подробнее свойства АР из изотропных элементов с амплитудным распределением «косинусоидального» типа, широко применяемый на практике:

$$\dot{I}_n = I\cos\frac{\pi n}{N-1}\exp(-\mathrm{i}\,n\psi). \qquad (3.36)$$

Сначала проанализируем синфазный режим ($\psi = 0$). Используя формулу Эйлера, представим (3.36) в виде

$$\dot{I} = \frac{1}{2}\exp[-\mathrm{i}\,\pi n/(N-1)] + \frac{1}{2}\exp[\mathrm{i}\,\pi n/(N-1)]. \qquad (3.37)$$

Первое слагаемое в (3.37) соответствует равноамплитудному распределению с линейным запаздыванием фазы от элемента к элементу на величину $\pi/(N-1)$. Второе слагаемое отличается от первого только знаком фазы. Для расчета ДН можно использовать формулу (3.4). В результате получим

$$f_c = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}\left(kd\cos\theta - \frac{\pi}{N-1}\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}\left(kd\cos\theta - \frac{\pi}{N-1}\right)\right]} + \frac{\sin\left[\frac{N}{2}\left(kd\cos\theta + \frac{\pi}{N-1}\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}\left(kd\cos\theta + \frac{\pi}{N-1}\right)\right]}. \qquad (3.38)$$

При большом числе элементов можно считать $N-1 \approx N$. Обозначая $u = Nkd\cos\theta/2$ и нормируя функцию (3.38) к ее значению при $\theta = \theta_{гл} = 0$, получаем

$$F_c = \frac{\pi}{4}\left[\frac{\sin(u-\pi/2)}{N\sin\frac{1}{N}(u-\pi/2)} + \frac{\sin(u+\pi/2)}{N\sin\frac{1}{N}(u+\pi/2)}\right]. \qquad (3.39)$$

Направления нулей излучения, положения и величина боковых лепестков могут быть определены путем анализа функции (3.39) по методу, приведенному в 3.2.2. При $Nd >> \lambda$ ширина основного лепестка ДН определяется по формуле

$$\Delta\theta_0 \approx 172^\circ\lambda/Nd, \quad \Delta\theta_{0,5} \approx 68{,}8^\circ\lambda/Nd. \qquad (3.40)$$

Относительный уровень первого бокового лепестка составляет $\xi_1 = 0{,}066$ или –23 дБ (вместо –13,2 дБ в случае равноамплитудного распределения).

Для дальнейшего уменьшения боковых лепестков необходимо использовать распределения токов, более резко спадающие к краям

решетки, например по закону «косинус в квадрате». Однако при этом сильнее расширяется основной лепесток ДН. Отметим, что противоположный случай – возрастание амплитуды токов к краям решетки – приводит к резкому росту боковых лепестков и на практике обычно не используется. Характерные значения параметров ДН синфазных решеток с неравномерным амплитудным распределением (при $d \le \lambda/2$) можно получить, используя данные табл. 3.1 (см. стр. 87) для линейных непрерывных излучателей, длина которых $L \approx Nd$.

Если элементы неравноамплитудных решеток из изотропных элементов возбуждаются с линейным фазовым сдвигом ψ, то изменения, происходящие при этом с ДН, подобны рассмотренным выше. В частности, если $0 < \psi < kd$, то максимум излучения поворачивается в сторону запаздывания фазы, причем $\cos\theta_{гл} = \psi/kd$. При $\psi \ge kd$ наступает режим осевого излучения ($\theta_{гл} = 0$). Для исключения дополнительных главных лепестков при любом амплитудном распределении необходимо выполнение таких же условий (3.24), что и для равноамплитудных АР.

3.4. Влияние фазовых искажений на ДН линейной решетки

Выше предполагалось, что токи, возбуждающие элементы АР, синфазны либо распределение фазы имеет линейный характер. Именно такие фазовые распределения обычно используются на практике. Однако из-за неточностей изготовления решетки или из-за других факторов фазовое распределение может оказаться отличным от требуемого. Это отличие (фазовые ошибки) может носить систематический или случайный характер. В данном разделе рассмотрим влияние систематических ошибок. Влияние случайных фазовых ошибок на ДН антенн приведено в 8.2.4. Ограничимся случаем, когда фазовые ошибки пропорциональны первой, второй или третьей степени номера излучателя в решетке:

$\exp[\mathrm{i}\psi_{max1}\,2n/(N-1)]$ (линейные ошибки),

$\exp\{[\mathrm{i}\psi_{max2}\,2n/(N-1)]^2\}$ (квадратичные ошибки),

$\exp\{[\mathrm{i}\psi_{max3}\,2n/(N-1)]^3\}$ (кубические ошибки).

Здесь ψ_{max1}, ψ_{max2}, ψ_{max3} – максимальные величины фазовых ошибок на краю решетки по сравнению с центральным элементом.

При линейном исходном распределении фазы и линейных фазовых ошибках результирующее фазовое распределение примет вид

$$\exp[-in(\psi - \Delta\psi)], \qquad (3.41)$$

где $\Delta\psi = 2\psi_{max1}/(N-1)$. Из (3.41) видно, что наличие фазовых ошибок не меняет линейного характера фазового распределения, а лишь изменяет результирующий сдвиг фаз между токами в соседних излучателях. При этом остаются справедливыми все формулы, полученные ранее для линейного фазового распределения, если в них вместо ψ подставить $(\psi - \Delta\psi)$. В частности, новое направление максимума излучения $\theta'_{гл}$, определяемое из соотношения $\cos\theta'_{гл} = (\psi - \Delta\psi)/kd$, сместится на некоторый угол $\Delta\theta$, зависящий от знака фазовой ошибки. Величина $\Delta\theta$ не зависит от вида амплитудного распределения.

При квадратичных и кубических фазовых ошибках аналитические формулы для ДН становятся весьма громоздкими и здесь не приводятся. Элементарная трактовка происходящих при этом процессов может быть дана следующим образом. Пусть исходные токи являются синфазными ($\psi = 0$). В первом приближении заменим квадратичное распределение фазы двумя линейными (рис. 3.11). Тогда каждую половину антенны можно рассматривать как решетку с линейным фазовым распределением, ДН которой отклоняется в сторону запаздывания фазы. С ростом ψ_{max2} суммарная ДН будет соответственно расширяться, причем независимо от знака ψ_{max2}. При больших ψ_{max2} появляется провал в середине основного лепестка. Точный анализ показывает, что помимо расширения основного лепестка ДН при квадратичных фазовых ошибках происходят увеличение УБЛ и исчезновение («заплывание») нулей ДН.

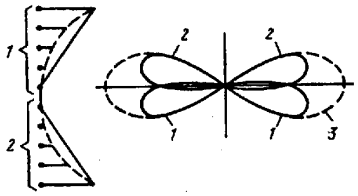


Рис. 3.11

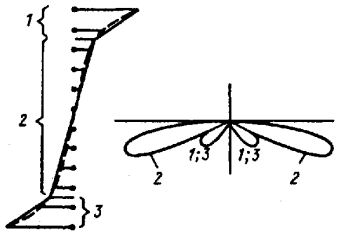


Рис. 3.12

Кубические фазовые искажения в первом приближении можно аппроксимировать ломаной линией, каждый из отрезков которой соответствует линейному распределению фазы (рис. 3.12). На рис. 3.12 изображены также ДН каждой из частей решетки с линейным фазовым распределением (с учетом размеров каждой из частей). Суммарная ДН поворачивается, при этом увеличивается боковое излучение со стороны, в которую поворачивается максимум излучения. Результаты точного расчета ДН при квадратичных и кубических фазовых ошибках представлены на рис. 3.13 и 3.14 соответственно для решетки из семи изотропных излучателей ($d = 0{,}5\lambda$) с равноамплитудным распределением. Степень искажений ДН, вызываемых фазовыми ошибками, снижается при амплитудном распределении, спадающем к краям решетки.

При произвольном законе амплитудно-фазового распределения (АФР) 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 (1.25) с применением ЭВМ.

В заключение отметим наличие класса АФР, обеспечивающих существование у излучателя фазового центра. К этому классу, как по-

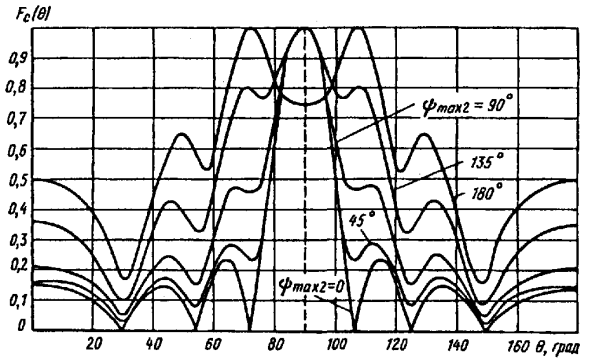


Рис. 3.13

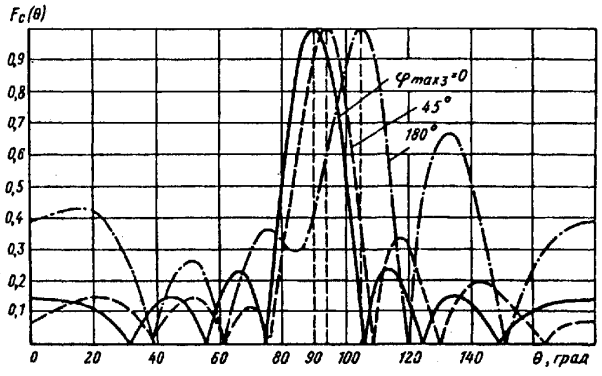


Рис. 3.14

казано в [24], относятся распределения, четные по амплитуде относительно середины антенны и нечетные (с точностью до постоянной составляющей) по фазе. Фазовый центр при этом совпадает с центром антенны.

3.5. Входное сопротивление излучающего элемента АР. Мощность, излучаемая АР

Знание входного сопротивления излучающего элемента в АР необходимо при проектировании системы питания, обеспечивающей требуемое АФР. Входное сопротивление каждого излучающего элемента ($Z_{вхл}$) определяется не только его собственной конструкцией, но и взаимным влиянием соседних элементов, которое, в свою очередь, зависит от АФР возбуждающих токов и положения элемента в АР.

Поясним методику расчета $Z_{вхл}$ на примере простейшей АР, состоящей из двух одинаковых излучателей, например, в виде СЭВ. Поскольку рассматриваемая система линейна, для токов и напряжений на входах каждого излучателя ($\dot{I}_{01}$, $\dot{I}_{02}$ и $\dot{U}_{01}$, $\dot{U}_{02}$ соответственно) можно записать систему линейных уравнений типа уравнений Кирхгофа:

$$\dot{U}_{01} = Z_{11}\dot{I}_{01} + Z_{12}\dot{I}_{02},$$
$$\dot{U}_{02} = Z_{21}\dot{I}_{01} + Z_{22}\dot{I}_{02}. \qquad (3.42)$$

Коэффициенты Z_{11}, Z_{22} носят название собственных сопротивлений, а Z_{12}, Z_{21} – взаимных сопротивлений и имеют следующий смысл. Пусть второй вибратор разомкнут в точках входа, т.е. $\dot{I}_{02} = 0$. Тогда из первого уравнения (3.42) имеем $Z_{11} = \dot{U}_{01}/\dot{I}_{01}$. При разомкнутом первом вибраторе $Z_{22} = \dot{U}_{02}/\dot{I}_{02}$. Таким образом, каждое из собственных сопротивлений равно входному сопротивлению соответствующего вибратора в режиме, когда другой вибратор разомкнут. В первом приближении обычно считают, что влияние разомкнутых вибраторов невелико (это справедливо, если длина плеч вибратора отлична от резонансной длины), и отождествляют собственное сопротивление с входным сопротивлением каждого вибратора в свободном пространстве.

В рабочем режиме, когда оба вибратора возбуждаются соответствующими напряжениями, из (3.42), поделив первое уравнение на $\dot{I}_{01}$, а второе на $\dot{I}_{02}$, получим значения входных сопротивлений вибраторов в составе решетки:

$$Z_{вх1} = \dot{U}_{01}/\dot{I}_{01} = Z_{11} + \frac{\dot{I}_{02}}{\dot{I}_{01}} Z_{12} = Z_{11} + Z_{12нав}, \qquad (3.43)$$

$$Z_{вх2} = \dot{U}_{02}/\dot{I}_{02} = \frac{\dot{I}_{01}}{\dot{I}_{02}} Z_{21} + Z_{22} = Z_{21нав} + Z_{22}, \qquad (3.44)$$

где добавочные сопротивления, входящие в состав входных сопротивлений, носят название *наведенных сопротивлений*, причем

$$Z_{12нав} = \frac{\dot{I}_{02}}{\dot{I}_{01}} Z_{12}, \quad Z_{21нав} = \frac{\dot{I}_{01}}{\dot{I}_{02}} Z_{21}. \qquad (3.45)$$

Как видно из (3.45), при равных токах, т.е. $\dot{I}_{01} = \dot{I}_{02}$, взаимные сопротивления равны наведенным. Отметим, что с помощью принципа взаимности [18] можно показать, что $Z_{12} = Z_{21}$, причем это равенство сохраняется при разных длинах вибраторов и произвольном взаимном расположении в пространстве. Для наведенных сопротивлений подобное равенство, как следует из (3.45), несправедливо, однако наведенные сопротивления могут быть найдены через взаимные, если известны токи на входах излучателей.

Для нахождения взаимного сопротивления вибраторов может быть использован метод наведенных ЭДС, описанный в § 1.3 [см. (1.56)]. Рассмотрим ситуацию, когда токи на входах вибраторов рав-

ны, т.е. $\dot{I}_{01} = \dot{I}_{02} = \dot{I}_0$, причем считаем, что распределение тока в вибраторе, работающем в составе АР, остается таким же, как в свободном пространстве, и описывается выражением $\dot{I} = \frac{\dot{I}_0}{\sin kl}\sin k(l - |z|)$. Объем V в (1.56) соответствует объему, занятому током, т.е. объему вибратора. Напряженность электрического поля $\dot{\vec{E}}$ в точках, соответствующих объему, занятому первым вибратором, представим в виде суммы двух полей: $\dot{\vec{E}}_{11}$ – поля, созданного током, текущим в первом вибраторе, и $\dot{\vec{E}}_{12}$ – поля, созданного током, текущим во втором вибраторе. Плотность тока в первом вибраторе $\dot{\vec{j}}_1 = \vec{z}_{01}\frac{\dot{I}_1}{S}$, где S – поперечное сечение вибратора, $\vec{z}_{01}$ – единичный вектор вдоль оси первого вибратора. При этом (1.56) приобретает вид

$$Z_{\text{вх}1} = -\frac{\int_{S}\int_{-l}^{l}(\dot{\vec{E}}_{11} + \dot{\vec{E}}_{12})\vec{z}_{01}\overset{*}{\dot{j}}_1\, dS dz_1}{|\dot{I}_0|^2} = -\frac{\int_{-l}^{l}\dot{E}_{z11}\overset{*}{\dot{I}}_1\, dz_1}{|\dot{I}_0|^2} - \frac{\int_{-l}^{l}\dot{E}_{z12}\overset{*}{\dot{I}}_1\, dz_1}{|\dot{I}_0|^2}, \tag{3.46}$$

где $\overset{*}{\dot{I}}_1 = (\overset{*}{\dot{I}}_0/\sin kl)\sin k(1 - |z_1|)$. Сравнивая (3.46) с (3.43) при условии $\dot{I}_{01} = \dot{I}_{02}$, видим, что первое слагаемое в (3.46) может быть использовано для расчета собственного сопротивления Z_{11}, а второе – для расчета взаимного сопротивления $Z_{12} = Z_{21}$. При различных конфигурациях вибраторов собственное сопротивление Z_{22} можно найти, применив (1.56) ко второму вибратору. Подробные данные для расчета взаимных сопротивлений различных вибраторов приведены в [1.36]. (Следует иметь в виду, что в большинстве таблиц и графиков взаимные сопротивления отнесены к пучности тока; в предположении синусоидального распределения тока пересчет взаимных сопротивлений ко входным точкам осуществляется путем деления на $\sin^2 kl$). Расчет входных сопротивлений излучателей других типов встречает значительные сложности, поэтому часто используют экспериментальные данные.

Для решетки из N излучателей входное сопротивление каждого из излучателей рассчитывается по формуле, аналогичной (3.43) и (3.44):

$$Z_{\text{вх}\,n} = R_{\text{вх}\,n} + i\,X_{\text{вх}\,n} = Z_{nn} + \sum_{m=-M}^{M}{}' Z_{mn\,\text{нав}}, \tag{3.47}$$

где Z_{nn} – собственное входное сопротивление n-го излучателя, Z_{mn} – наведенное сопротивление, отнесенное к току на входе n-го излучателя. Штрих при знаке суммы в (3.47) означает исключение члена с $m = n$. При этом в качестве $Z_{mn\text{нав}}$ обычно используются значения наведенных сопротивлений, обусловленные взаимодействием излучателей только с номерами n и m, без учета всех остальных элементов.

Полная мощность излучения АР может быть в отсутствие потерь найдена как сумма мощностей, излучаемых каждым излучателем, по формуле

$$P_\Sigma = \sum_{n=-M}^{M} P_{\Sigma n} = \sum_{n=-M}^{M} |\dot{I}_{0n}|^2\, R_{\text{вх}\,n}/2.$$

3.6. Коэффициент направленного действия линейных АР

Коэффициент направленного действия линейных АР, как и любой антенны, может быть вычислен по формуле (1.39). Для точного расчета необходимо 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 токов по закону $\dot{I}_n = I_n \exp(-in\psi)$ $(I_n > 0)$. Для расчета КНД в направлении $\theta = \theta_{\text{гл}}$ справедлива формула [34]

$$D = f_{\text{с}}^2(\theta_{\text{гл}})\left[\sum_{n=-M}^{M} I_n^2 + 2\sum_{n=1}^{N-1}\cos n\psi\,\frac{\sin nkd}{nkd}\left(\sum_{m=-M}^{M-n} I_m I_{m+n}\right)\right]^{-1}. \tag{3.48}$$

где в отличие от обозначений, принятых в § 3.2, $f_{\text{с}}(\theta_{\text{гл}}) = \sum_{n=-M}^{M} I_n$ при $0 \le \psi \le kd$, $f_{\text{с}}(\theta_{\text{гл}}) = \left|\sum_{n=-M}^{M} I_n \exp[i(kd - \psi)]\right|$ при $\psi > kd$.

Рассмотрим синфазный равноамплитудный режим ($\psi = 0$, $I_n = I, f_c(\theta_{гл}) = NI$). Результаты расчета по формуле (3.48) показывают, что практически при любом фиксированном числе излучающих элементов N максимум КНД наблюдается при $d \approx 0{,}9\lambda$. При дальнейшем увеличении расстояния между элементами КНД уменьшается в связи с появлением (при $d/\lambda = 1$) дополнительных главных максимумов. Однако если задана длина решетки $L = (N-1)d$ (для длинных антенн $L \approx Nd$), то для получения максимума КНД более целесообразно выбирать $d/\lambda = 0{,}5$. При таком значении шага УБЛ убывает при удалении от направления максимума излучения (см. 3.2.2). Кроме того, при дальнейшем уменьшении d КНД остается практически неизменным. При $d/\lambda = 0{,}5$, учитывая, что $kd = \pi$, $\sin nkd = 0$, из (3.48) получаем

$$D = D_0 = N. \tag{3.49}$$

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

Для длинных решеток $N \approx L/d$, поэтому

$$D_0 = 2L/\lambda. \tag{3.50}$$

Перейдем к режиму осевого излучения, когда $\psi = kd$. При $d/\lambda = 0{,}25$ ($\sin kd = 0$), что соответствует согласно (3.33) убывающему закону изменения УБЛ, величина КНД, как и в предыдущем случае, равна N. Однако теперь шаг решетки в 2 раза меньше, так что

$$D = N \approx L/d = 4L/\lambda. \tag{3.51}$$

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

Анализ формулы (3.48) показывает, что при $\psi > kd$ наблюдается сначала дальнейший рост КНД, а затем его резкое снижение. Сказанное справедливо при шаге решетки, удовлетворяющем условию (3.33), – практически при $d/\lambda = 0{,}25$. В оптимальном режиме, соответствующем максимуму КНД, при $Nd >> \lambda$

$$(\psi/kd)_{opt} = 1 + 2{,}94/Nkd, \tag{3.52}$$

$$D = 1{,}82N \approx 1{,}82L/d \approx 7{,}2L/\lambda. \tag{3.53}$$

Физические причины подобной зависимости КНД от величины ψ обсуждались в 3.2.4. Здесь только отметим, что формулу (3.52) часто упрощают, полагая $2{,}94 \approx \pi$. Тогда для длинных антенн

$$(\psi/kd)_{opt} \approx 1 + \lambda/2Nd \approx 1 + \lambda/2L \tag{3.54}$$

При этом фазовый сдвиг между полями двух соседних элементов в направлении $\theta_{гл} = 0$ составляет величину $-\pi/N$; соответственно поля крайних элементов отличаются друг от друга по фазе на π. Для антенны бегущей волны (АБВ) оптимальный коэффициент замедления определяется соотношением, аналогичным (3.54), т.е.

$$(c/\vartheta)_{opt} = \gamma_{opt} \approx 1 + \lambda/2L. \tag{3.55}$$

Общий вид поведения КНД равноамплитудной АР в зависимости от $\gamma = \psi/kd$ при $d = 0{,}25\lambda$ представлен графиком на рис. 3.15 (сплошная линия). Обратим внимание на практически постоянное значение КНД на начальном участке графика, т.е. в режиме наклонного излучения. Это объясняется тем, что расширение главного лепестка при его отклонении от нормали компенсируется уменьшением телесного угла, занимаемого данным лепестком, поскольку он приобретает в пространстве воронкообразную форму (см. рис. 3.6).

Перейдем теперь к амплитудным распределениям, спадающим к краям решетки. В синфазном режиме ($\psi = 0$) при $d = 0{,}5\lambda$ из (3.48) получим

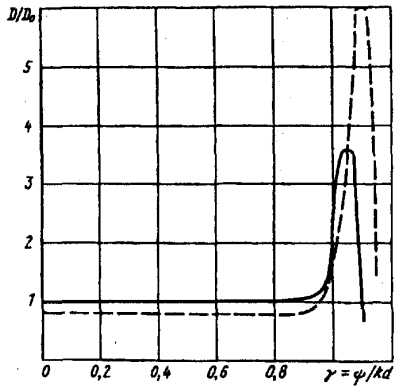


Рис. 3.15

$$D = \left(\sum_{n=-M}^{M} I_n\right)^2 \Big/ \sum_{n=-M}^{M} I_n^2. \qquad (3.56)$$

Из сравнения с (3.49) имеем

$$D/D_0 = \left(\sum_{n=-M}^{M} I_n\right)^2 \Big/ N\left(\sum_{n=-M}^{M} I_n^2\right) \le 1. \qquad (3.57)$$

Отношение (3.57) называется *коэффициентом использования* линейной АР (ν), который учитывает снижение КНД при спадающем амплитудном распределении по сравнению с синфазным равноамплитудным возбуждением. При известном коэффициенте ν

$$D = \nu D_0 = \nu \cdot 2L/\lambda. \qquad (3.58)$$

В частном случае при косинусоидальном амплитудном распределении в синфазном режиме ($\psi = 0$) для длинных антенн коэффициент $\nu = 0{,}81$. Для этого амплитудного распределения зависимость КНД от величины $\gamma = \psi/kd$, справедливая при шаге d, определяемом (3.33), приведена на рис. 3.15 (штриховая линия). Как видно, при косинусоидальном амплитудном распределении также существует оптимальный режим, причем величина оптимального замедления больше, чем при равноамплитудном возбуждении. Больше оказывается и значение КНД в оптимальном режиме при косинусоидальном распределении. Это объясняется тем, что, как и в равноамплитудных решетках, по мере роста ψ при $\psi > kd$ одновременно происходят два процесса – сужение главного лепестка и возрастание относительного уровня боковых лепестков. Однако из-за спадания амплитуды токов к краям решетки фактор сужения главного лепестка при возрастании γ дольше оказывает преобладающее действие. Для других амплитудных распределений, более резко спадающих к краям, например по закону $I_n = I\cos^2[\pi u/(N-1)]$, эффект возрастания КНД в оптимальном режиме проявляется еще сильнее.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Линейные решетки с равноамплитудным возбуждением имеют максимальное значение КНД по сравнению с другими типами рассмотренных выше распределений в режиме нормального излучения. В режиме осевого излучения больший КНД имеют решетки с неравномерным амплитудным распределением, спадающим к краям.

Все сказанное справедливо, если поля отдельных элементов в главном направлении складываются синфазно или с малым фазовым сдвигом. В противном случае, когда формирование диаграммы во всех направлениях, в том числе в направлении главного максимума, осуществляется на разностном эффекте, теоретически возможно (см. 4.4.2) достижение существенно большей направленности, однако использование подобных решений (так называемых «сверхнаправленных» или «реактивных» антенн) встречает практически непреодолимые трудности из-за резкого возрастания амплитуд токов. Отметим, что увеличение амплитуд токов (приемлемое, однако, с практической точки зрения) начинает проявляться уже в АР с осевым излучением в оптимальном режиме с равномерным распределением токов, тем более при спадании их к краям решетки.

Фазовые ошибки, как квадратичные, так и кубические, приводят к снижению КНД. Степень снижения КНД зависит помимо величины ошибки также от типа амплитудного распределения. Если амплитудное распределение спадает к краям решетки, то при прочих равных условиях влияние фазовых ошибок уменьшается, так как снижается вклад в результирующее поле от наиболее расфазированных крайних элементов.

3.7. Понятие о непрерывном линейном излучателе

Теория непрерывных линейных излучателей широко используется как для расчета конкретных антенн (например, провода с током), так и для анализа более сложных систем, например излучающих поверхностей (см. гл. 4).

Расчет множителя системы непрерывного линейного излучателя длиной L с АФР, описываемым функцией $\dot{I}(z) = I(z)\exp[i\psi(z)]$, может быть осуществлен по общей формуле (1.26). Однако проще использовать полученные ранее выражения для $\tilde{f}_c$ линейных АР, рассматривая непрерывный излучатель как предельный случай АР (см. рис. 3.1), если число излучателей стремится к бесконечности ($N \to \infty$), шаг решетки – к нулю ($d \to 0$), но так, что $Nd = \text{const} = L$. Для синфазного

равноамплитудного распределения ($I(z) = I$, $\psi(z) = 0$) формула (3.7) примет для непрерывного линейного излучателя следующий вид:

$$F_c = \sin u/u, \tag{3.59}$$

где $u = kL\cos\theta/2$. При получении (3.59) учтено, что в знаменателе (3.7) в силу малости аргумента ($d \to 0$) можно положить $\sin x \approx x$. Выражение (3.59) справедливо при любой физической природе источников, образующих непрерывное распределение, при этом функция $I(z)$ может соответствовать реальному электрическому току, магнитному току или некоторым эквивалентным излучателям; влияние их на результирующую ДН учитывается множителем $\tilde{F}_\alpha$.

Для синфазного косинусоидального амплитудного распределения ($I(z) = I\cos(\pi z/L)$, $\psi(z) = 0$) выражение для F_c получим из (3.39), используя соотношение $\sin(x \pm \pi/2) = \pm\cos x$:

$$F_c = (\pi^2/4)\cos u/\left\{(\pi/2)^2 - u^2\right\}. \tag{3.60}$$

Принципиальной особенностью непрерывных линейных излучателей при любом распределении возбуждающего тока по сравнению с дискретными решетками является отсутствие вторичных главных максимумов, поскольку здесь $d \to 0$. Графики функций (3.59) и (3.60) показаны на рис. 3.16 (кривые *1* и *2* соответственно) в зависимости от обобщенной переменной u.

В табл. 3.1 приведены выражения, описывающие множитель системы непрерывных линейных излучателей при различных амплитудных распределениях (в том числе при разных значениях Δ – относительного уровня возбуждения края антенны), а также характерные значения параметров ДН (без учета направленных свойств элемента), справедливые для синфазного режима возбуждения. Данные могут быть использованы для анализа АР, шаг которых достаточно мал, в области основного и первых боковых лепестков (дальние боковые лепестки для АР несколько больше).

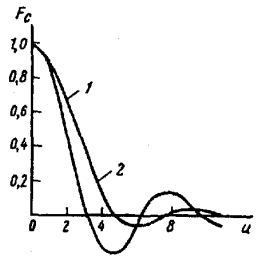


Рис. 3.16

В синфазном режиме для равномерного распределения ($I(z) = 1$) согласно (3.50) имеем $D = D_0 = 2L/\lambda$. При неравномерном распределении КНД снижается; величина его рассчитывается как $D = \nu D_0$, причем коэффициент использования

$$\nu = \left[\int_{-L/2}^{L/2} I(z)dz\right]^2 \Big/ L\int_{-L/2}^{L/2} I^2(z)dz\,. \tag{3.61}$$

Выражение (3.61) сходно с (3.57) и справедливо для «несверхнаправленных» антенн. Значения ν при различных амплитудных распределениях в синфазном режиме приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Амплитудное распределение $I(z)$	Формула множителя системы $F_c(u)$, $u = \frac{kL}{2}\cos\theta$	$\Delta\theta_0$	$\Delta\theta_{0,5}$	Уровень первого бокового лепестка, дБ	Коэффициент использования $\nu = D/D_0$
$I(z) = 1$	$\sin u/u$	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° λ/L	68,8° λ/L	–23	0,81
$\cos^2(\pi z/L)$	$\pi^2\frac{\sin u}{u(\pi^2 - u^2)}$	229,2° λ/L	83,1° λ/L	–32	0,667
$1 - 4(1 - \Delta)(z/L)^2$	$\frac{3}{2+\Delta}[\Delta\frac{\sin u}{u} - 2(1-\Delta)\frac{\cos u}{u^2} + 2(1-\Delta)\frac{\sin u}{u^3}]$				
$\Delta = 0{,}8$		121,5° λ/L	52,7° λ/L	–15,8	0,994
$\Delta = 0{,}5$		130,6° λ/L	55,6° λ/L	–17,1	0,970
$\Delta = 0$		163,8° λ/L	66° λ/L	–20,6	0,883
$\Delta + (1-\Delta)\times\cos(\pi z/L)$	$\frac{1}{(1-\Delta)\frac{2}{\pi}+\Delta}[\Delta\frac{\sin u}{u} + \frac{\pi}{2}(1-\Delta)\frac{\cos u}{(\pi/2)^2 - u^2}]$				
$\Delta = 0{,}5$		132,4° λ/L	55,6° λ/L	–17,6	0,966
$\Delta = 0{,}316$		143,8° λ/L	58,4° λ/L	–20,0	0,935
$\Delta = 0{,}1$		162,1° λ/L	63,0° λ/L	–22,4	0,874
$1 - (2z/L)$	$(\sin\frac{u}{2}/\frac{u}{2})^2$	229,2° λ/L	73,4° λ/L	–26,4	0,750
$\sqrt{1-(2z/L)^2}$	$\Lambda_1(u)$	139,6° λ/L	58,9° λ/L	–17,6	0,925

Линейное распределение фазы в непрерывных линейных излучателях достигается за счет возбуждения бегущей волной, распространяющейся вдоль оси z с фазовой скоростью υ (антенны бегущей волны – АБВ). При этом функция $\psi(z) = -(c/\upsilon)kz = -\gamma kz$, где $\gamma = c/\upsilon$ – коэффициент замедления волны; c – скорость света. Изменения, происходящие с ДН линейного излучателя при изменении фазовой скорости, подробно описаны в 3.2.4. Для расчета множителя системы при линейном фазовом распределении в приведенных в табл. 3.1 формулах для F_c достаточно вместо u подставить $(kL/2)(\cos\theta - c/\upsilon)$ и произвести соответствующую нормировку. В частности, в режиме осевого излучения ($c/\upsilon \geq 1$) при равноамплитудном распределении множитель

$$F_c = \left\{\frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(1-\frac{c}{\upsilon}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(1-\frac{c}{\upsilon}\right)}\right\}^{-1} \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\cos\theta-\frac{c}{\upsilon}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\cos\theta-\frac{c}{\upsilon}\right)}. \qquad (3.62)$$

При равноамплитудном распределении и $\upsilon = c(\gamma = 1)$ КНД может быть рассчитан по аналогии с АР длиной L с помощью формулы (3.51). В оптимальном режиме ($\gamma_{opt} = 1 + \lambda/2L$) значение КНД определяется формулой, аналогичной (3.53). При спадающем к краям амплитудном распределении, как и в случае АР, оптимальное значение γ возрастает, при этом увеличивается и КНД. Влияние квадратичных и кубических фазовых ошибок аналогично изменениям, происходящим с ДН антенных решеток.

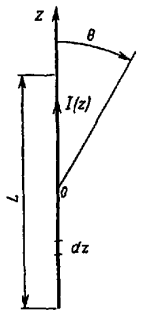


Рис. 3.17

В качестве примера непрерывного линейного излучателя рассмотрим провод с током (рис. 3.17), изменяющимся по закону $\dot{I}(z) = I\exp(-ikz)$. Пример интересен тем, что результирующая ДН сильно отличается от вида функции F_c. Действительно, поскольку $\upsilon = c(\gamma = 1)$, то максимум множителя системы соответствует $\theta_{гл} = 0$. Однако элемент провода с током (фактически ЭЭВ) в этом направлении вообще не излучает (множитель элемента $F_0 = \sin\theta$); максимум его излучения ориентирован под углом $\theta = 90°$ к оси провода. В результате максимум ДН получается в некотором направлении

$\theta_{max} < 90°$, которое при большом значении L/λ можно приближенно найти из условия максимума числителя (3.62), т.е. из равенства $kL(\cos\theta_{max} - 1)/2 = -\pi/2$ (взят знак минус, поскольку искомый угол $\theta_{max} > \theta_{гл}$ (см. 3.2.4)). Окончательно получим

$$\cos\theta_{max} = 1 - \lambda/2L. \qquad (3.63)$$

Вид ДН в сечении, параллельном оси провода, приведен на рис. 3.18. Пространственная ДН имеет форму конической воронки. В качестве самостоятельного излучателя провод с бегущей волной тока обычно не применяется. Однако в антенной технике с успехом используются различные комбинации из таких проводов (например, ромбическая антенна, см. § 11.4).

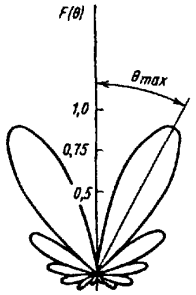


Рис. 3.18

3.8. 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. Плоские АР дают возможность сконцентрировать излучение в узкий пучок в двух плоскостях. Форма плоской АР (форма раскрыва решетки) может быть прямоугольной, круглой, шестиугольной и т.д. и определяет-

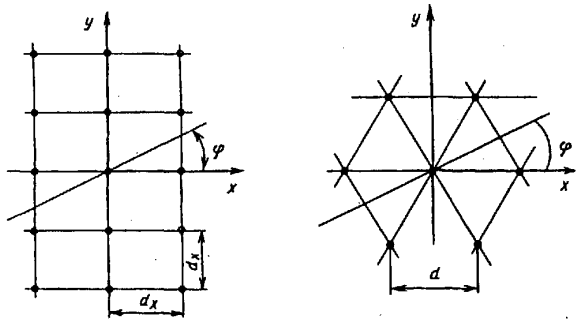


Рис. 3.19

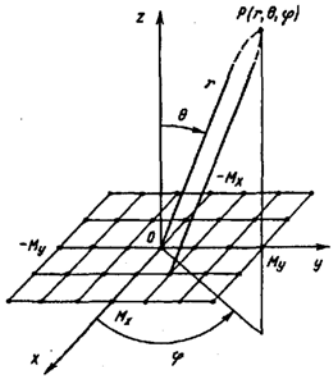


Рис. 3.20

ся как требованиями, предъявляемыми к форме ДН, так и конструктивными особенностями системы. Излучатели в плоских АР располагаются в узлах прямоугольной или треугольной (гексагональной) сетки (рис. 3.19).

Общее выражение для множителя системы плоской АР (рис. 3.20) было получено в § 1.2 [см. (1.25)]. Рассмотрим подробнее излучение плоской АР прямоугольной формы с расположением изотропных излучателей в плоскости $z = 0$ в узлах прямоугольной сетки. Пусть решетка состоит из $N_y = 2M_y + 1$ рядов излучателей, параллельных оси y, причем расстояние между рядами равно d_y. Каждый ряд состоит из $N_x = 2M_x + 1$ излучателей с шагом d_x. Координаты излучателей в плоскости решетки определяются как $x_n = n_x d_x (-M_x \le n_x \le M_x)$ и $y_n = n_y d_y (-M_y \le n_y \le M_y)$. Тогда множитель системы (1.25) примет вид

$$\widetilde{f}_c = \sum_{-M_x}^{M_x} \sum_{-M_y}^{M_y} \dot{I}(n) \exp[\mathbf{i}\, k(x_n \sin\theta\cos\varphi + y_n \sin\theta\sin\varphi)]. \qquad (3.64)$$

Наиболее простым является случай, когда распределение тока может быть представлено в виде произведения двух функций, зависящих только от x и только от y:

$$\dot{I}(n) = \dot{I}\widetilde{f}(n_x)\widetilde{f}(n_y). \qquad (3.65)$$

Пусть решетка возбуждается равноамплитудно, причем

$$\widetilde{f}(n_x) = \exp(-\mathbf{i} n_x \psi_x), \qquad (3.66)$$

$$\widetilde{f}(n_y) = \exp(-\mathbf{i} n_y \psi_y). \qquad (3.67)$$

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

$$f_c = \frac{\sin\left[\frac{N_x}{2}\left(kd_x \sin\theta\cos\varphi - \psi_x\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}\left(kd_x \sin\theta\cos\varphi - \psi_x\right)\right]} \times$$

$$\times \frac{\sin\left[\frac{N_y}{2}\left(kd_y \sin\theta\sin\varphi - \psi_y\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}\left(kd_y \sin\theta\sin\varphi - \psi_y\right)\right]}. \qquad (3.68)$$

Можно показать, что каждый из сомножителей в (3.68) соответствует множителю системы линейной АР, ориентированной вдоль осей x или y с АФР (3.66) и (3.67) соответственно. Такие же выводы справедливы для любых распределений возбуждающего тока, представленных в виде функций, разделяющихся по координатам x и y.

При $\psi_x = \psi_y = 0$ (синфазная решетка) максимум излучения ориентирован по нормали к плоскости решетки (рис. 3.21, *а*). Излучение в нижнее полупространство устраняется обычно либо выбором однонаправленных излучающих элементов, либо с помощью экранов (рис. 3.21, *б*). Форма ДН в каждой из главных плоскостей ($x0z$ и $y0z$) определяется только геометрией решетки в этой плоскости и амплитудно-фазовым распределением в этой же плоскости. При этом справедливы все приведенные в 3.2.2 и 3.2.3 оценки для параметров ДН.

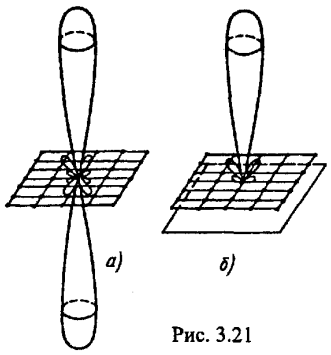


Рис. 3.21

При линейном фазовом распределении, когда $\psi_x < kd_x$ и $\psi_y < kd_y$ (что характерно для плоских АР), направление максимума основного лепестка ($\theta_{гл}$, $\psi_{гл}$) определяется из условий равенства нулю числителей обоих сомножителей в (3.68):

$$\sin\theta_{гл}\cos\varphi_{гл} = \psi_x / kd_x, \quad \sin\theta_{гл}\cos\varphi_{гл} = \psi_y / kd_y, \qquad (3.69)$$

откуда получаем соотношения, справедливые при любом амплитудном распределении:

$$\operatorname{tg}\varphi_{гл} = \psi_y d_x / \psi_x d_y,\ \sin^2\theta_{гл} = (\psi_x / kd_x)^2 + (\psi_y / kd_y)^2. \qquad (3.70)$$

Для расчета ДН в произвольной плоскости помимо выражений типа (3.68) 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 плоскости, след которой, составляющий угол $\varphi = \varphi_0 = 45°$ с осью x, на рис. 3.22 обозначен s–s (диагональная плоскость). Пусть элементы решетки возбуждаются синфазно и равноамплитудно $(\dot{I}(n) = I)$. Проведем через точки расположения излучателей штриховые линии, перпендикулярные следу s–s. Для любой точки наблюдения в интересующей нас плоскости в дальней зоне излучатели, лежащие на одной из этих линий (обозначим число таких излучателей через m), равноудалены, соответственно поля их складываются синфазно. Поэтому при вычислении ДН плоской решетки в плоскости s–s действие всех излучателей можно заменить излучением одного эквивалентного элемента с током mI, расположенного в любой точке штриховой линии.

На рис. 3.22 для удобства эквивалентные излучатели изображены на прямой вне плоскости решетки. Совокупность таких эквивален-

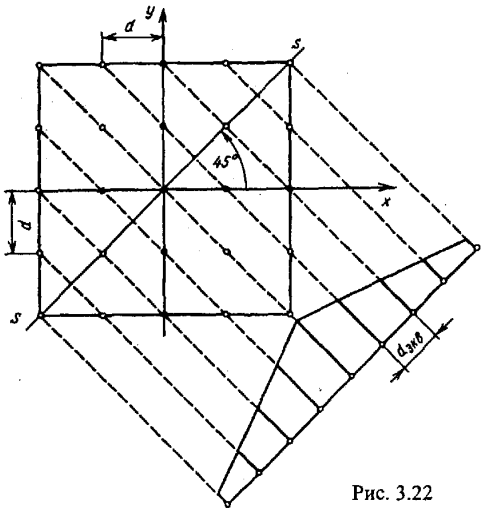


Рис. 3.22

тных элементов и образует эквивалентную линейную решетку с шагом $d_{экв} = d/\sqrt{2}$. Длина эквивалентной решетки в рассматриваемом случае равна диагонали квадрата, а распределение токов остается синфазным и близко к треугольному, что соответствует весьма 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 $\varphi = \varphi_0$ эквивалентная АР получается неэквидистантной. Для такой решетки ДН можно рассчитать как сумму ДН нескольких эквидистантных АР или непосредственно, используя формулу (1.25). Отметим, что при использовании реальных излучающих элементов множитель системы, соответствующий эквивалентной решетке, необходимо умножить на функцию, описывающую ДН одного элемента в плоскости $\varphi = \varphi_0$. 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. складывать комплексные значения токов. Обратим внимание, что при отклоненном главном максимуме обычно рассматриваются сечения пространственной ДН в двух плоскостях: проходящей через ось z и направление $\varphi = \varphi_{гл}$ (условно-вертикальная плоскость) и перпендикулярной ей, проходящей через направление максимума излучения. На основании метода эквивалентной линейной решетки можно утверждать, что для изотропных элементов по мере отклонения максимума излучения от нормали изменяется (расширяется) форма ДН только в вертикальной плоскости; во взаимно перпендикулярной ей плоскости форма ДН при отклонении не меняется.

Отметим, что главные плоскости наиболее опасны с точки зрения возникновения вторичных максимумов, поскольку шаг эквивалентных решеток максимален именно в этих плоскостях. При размеще-

нии излучателей в узлах прямоугольной сетки он составляет d_x и d_y (см. рис. 3.19), во всех остальных сечениях шаг эквивалентной решетки меньше. Поэтому, если удовлетворяется условие, аналогичное (3.25),

$$d_x < [\lambda/(1+\sin\theta_{гл})],\ d_y < [\lambda/(1+\sin\theta_{гл})], \qquad (3.71)$$

где $\theta_{гл}$ – угол отклонения максимума ДН в соответствующей плоскости относительно нормали к плоскости АР, то вторичные главные максимумы отсутствуют при отклонении ДН в любой плоскости. Для гексогональной сетки максимальный шаг эквивалентной решетки имеет место в сечении $\varphi = \pi/2$ и составляет $d_{экв} = d/\sqrt{3/2}$. Следовательно, при гексогональной сетке для устранения вторичных главных максимумов необходимо шаг d выбирать из условия

$$d < 2\lambda\left[\sqrt{3}(1+\sin\theta_{гл})\right]. \qquad (3.72)$$

Указанное обстоятельство является преимуществом гексогональной сетки по сравнению с прямоугольной с точки зрения возможностей размещение излучающих элементов, поскольку условие (3.72) менее жесткое, чем (3.71).

В общем случае КНД плоских АР может быть рассчитан по формуле (1.39). Для прямоугольных синфазных решеток из однонаправленных излучателей из (1.39) следует, что

$$D \approx \pi D_x D_y, \qquad (3.73)$$

где D_x и D_y – КНД эквивалентных линейных АР, параллельных осям x и y соответственно. Формула (3.73) справедлива для достаточно больших решеток при $d_x = d_y = \lambda/2$ и амплитудном распределении, разделяющемся по координатам x и y, что обычно выполняется на практике. Если обозначить размеры решетки по осям x и y соответственно через L_x и L_y, то, используя формулы (3.73) и (3.58), получим

$$D \approx (\pi\nu_x 2L_x/\lambda)(\nu_y 2L_y/\lambda) = 4\pi\nu_a S/\lambda^2, \qquad (3.74)$$

где ν_x и ν_y – коэффициенты использования эквивалентных линейных решеток, параллельных осям x и y; $S = L_x L_y$ – площадь поверхности решетки, называемой по аналогии с поверхностными антеннами (см. гл. 4) *апертурой решетки*; $\nu_a = \nu_x\nu_y$ – коэффициент использования поверхности (КИП) решетки. Если амплитуды возбуждающих токов

равны, то $\nu_a = 1$ независимо от формы раскрыва. Таким образом, для синфазно возбужденных плоских АР, как и для линейных, КНД максимален при равноамплитудном возбуждении; если амплитуда спадает к краям, КНД уменьшается ($\nu_a < 1$). Для круглых решеток значения ν_a могут быть использованы из табл. 4.1.

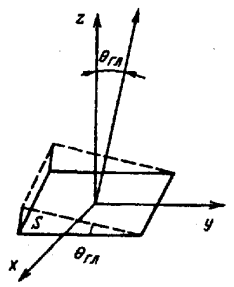


Рис. 3.23

При несинфазном возбуждении элементов, когда фаза изменяется по линейному закону и максимум ДН отклоняется от нормали на угол $\theta_{гл}$, определяемый (3.70), основной лепесток, как уже отмечалось, расширяется по закону $1/\cos\theta_{гл}$ только в вертикальной плоскости $\varphi = \varphi_{гл}$. Ширина лепестка в другой, перпендикулярной плоскости не меняется, поэтому КНД может быть рассчитан по формуле

$$D = 4\pi\nu_a S\cos\theta_{гл}/\lambda^2, \qquad (3.75)$$

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. 3.23).

При квадратичных и кубических фазовых искажениях изменения в ДН плоских решеток аналогичны описанным в § 3.4. Оба вида искажений приводят к снижению КНД.

3.9. Неэквидистантные решетки

Отказ от эквидистантного расположения излучающих элементов позволяет придать решеткам ряд новых свойств, таких как устранение дополнительных главных максимумов при увеличении расстояния между элементами и уменьшение уровня бокового излучения в решетках с равноамплитудным возбуждением [40]. 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 (3.10). Регулярное «изъятие» элементов, например, через один, применять нельзя, так как при этом в направлениях $\theta_{вт.max}$, определяемых (3.9), возникнут дополнительные главные максимумы. Если же осуществить нерегулярное разрежение, например, по случайному закону, то в указанных на-

правлениях условия синфазного сложения полей отдельных элементов, приводящие к образованию вторичных главных максимумов, нарушаются. В направлении же нормали к решетке поля по-прежнему будут складываться синфазно, следовательно, направление максимума ДН не изменится. Ширина основного лепестка $\Delta\theta_{0.5}$ в разреженных решетках примерно сохраняется такой же, как в исходной решетке, однако увеличивается средний УБЛ. Величину КНД разреженных решеток можно рассчитать просто как $D \approx N$, где N – число оставшихся элементов, поскольку эффект взаимной связи здесь уменьшается из-за увеличения расстояния между излучателями. Таким образом, исключение элементов приводит к уменьшению КНД. Решетки с большим разрежением используются обычно там, где важна большая разрешающая способность, например в радиоастрономии.

Теперь рассмотрим возможность уменьшения боковых лепестков в ДН неэквидистантных АР с равноамплитудным возбуждением. Выберем исходную эквидистантную АР, огибающая распределения токов $f_n(z)$, в которой соответствует требуемому УБЛ (рис. 3.24, *а*). Зададим средний шаг неэквидистантной АР $d_{ср} = (0{,}5...1{,}0)\lambda$ и найдем число излучателей этой решетки $N = L/d_{ср}$, где L – длина исходной АР. Определим площадь S_0 под кривой $f_n(z)$, пропорциональную полному току в антенне. Разобьем площадь S_0 на N равных частей, соответствующих току в каждом из излучателей неэквидистантной АР, и выделим на чертеже N полосок с одинаковой площадью (рис. 3.24, *б*). Тогда положение излучателей неэквидистантной АР можно определить приближенно как положение центра тяжести каждой полоски. Полученная таким образом неэквидистантная АР (рис. 3.24, *в*) с плавно меняющимся расстоянием между излучателями и одинаковой амплитудой тока в элементах имеет

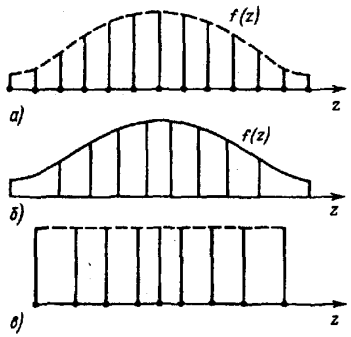


Рис. 3.24

практически такие же характеристики, особенно в области основного и первых боковых лепестков, как и исходная неравноамплитудная антенна, но более проста в отношении способа реализации амплитудного распределения.

Расчет характеристик неэквидистантных АР проводится обычно с помощью ЭВМ путем непосредственного суммирования полей отдельных элементов по формулам типа (1.25).

Литература: *основная* [*2, 34, 49*], *дополнительная* [*7, 38, 24*].

Контрольные вопросы

1. Какими факторами определяется ширина ДН синфазной решетки из изотропных элементов?
2. Поясните, почему при $kd \geq \psi \geq 0$ величина $f_c(\theta_{гл}) = N$, а при $\psi > kd$ $f_c(\theta_{гл}) < N$.
3.* Поясните, что понимается под ДН излучателя в составе решетки. При каких условиях можно приближенно отождествлять эту ДН с ДН элемента в свободном пространстве?
4. Каковы физические причины возникновения вторичных главных максимумов?
5. Поясните причины, по которым при $kd > \psi > 0$ максимум излучения поворачивается в сторону элементов с запаздывающей фазой.
6.* Почему требования к шагу АР, связанные с отсутствием вторичных главных максимумов, ужесточается с ростом ψ?
7.* Как можно объяснить эффект уменьшения УБЛ и расширения основного лепестка при спадании амплитуды токов к краям АР?
8.* Поясните суть метода наведенных ЭДС применительно к расчету взаимных сопротивлений системы вибраторов.
9. Каково физическое объяснение причин, что для синфазной равноамплитудной решетки при $d = 0{,}5\lambda$ величина КНД равна числу излучателей?
10. Поясните метод эквивалентной линейной решетки, используемый для расчета ДН плоских АР.
11. Какие изменения с ДН плоской АР происходят при отклонении максимума излучения от нормали вследствие линейного фазового распределения?
12. Изобразите ДН двух изотропных излучателей, расположенных на расстоянии $0{,}25\lambda$, токи в которых равны по амплитуде, но сдвинуты по фазе на ±90°. Поясните, что понимается под рефлектором и директором в этой системе.
13. Что понимается под оптимальным режимом работы линейной решетки осевого излучения? Каковы преимущества и недостатки этого режима?

Глава 4. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

4.1. Диаграммы направленности прямоугольных и круглых раскрывов с синфазным и равноамплитудным возбуждением

Высокая направленность излучения может быть получена помимо АР с помощью таких антенн, как рупорные, зеркальные и др. Характерной особенностью этих антенн является наличие излучающего раскрыва (апертуры), т.е. некоторой поверхности, через которую излучается энергия. Расчет направленных свойств апертурных антенн в принципе может быть осуществлен таким же способом, какой использовался, например, для расчета вибраторных антенн. Для этого необходимо найти распределение электрического тока в антенне, каждый элемент тока представить как ЭЭВ и затем просуммировать поля всех элементов. Однако нахождение электрического тока в апертурных антеннах ввиду относительной сложности их конфигурации связано с большими трудностями.

Значительно проще для расчета направленных свойств использовать другой способ, основанный на применении принципа эквивалентности (см. § 1.1). Согласно этому способу излучение реальных электрических токов, возникающих в антенне, заменяется действием эквивалентных электрических и магнитных токов в пределах излучающего раскрыва. Раскрыв обычно предполагается плоским, форма его зависит от конфигурации антенны. В данной главе рассматриваются направленные свойства апертур в предположении, что форма апертуры и закон распределения поля известны.

Рассмотрим плоский прямоугольный раскрыв, площадь которого обозначим S (рис. 4.1). Положим, что возбуждающие источники находятся в области $z < 0$, т.е. поле в раскрыве соответствует линейно поляризованной волне, распространяющейся снизу вверх. Взаимное расположение векторов $\vec{E}_y$, $\vec{H}_x$, $\vec{J}_э$ и $\vec{J}_м$ в раскрыве показано на

рис. 4.1. При произвольном амплитудно-фазовом распределении поле в раскрыве представим в виде $\vec{E}(x, y) = \vec{y}_0 E_0 \tilde{f}(x, y)$, где E_0 – амплитуда поля в центре раскрыва; $\tilde{f}(x, y) = f(x, y)\exp[i\psi(x, y)]$ – функция, характеризующая амплитудное распределение; функция $\psi(x, y)$ описывает распределение фазы в раскрыве, причем в центре раскрыва $\psi(0, 0) = 0$.

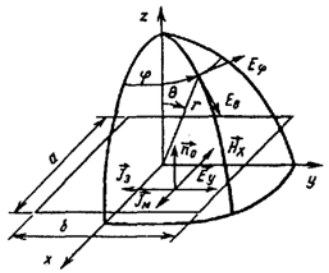


Рис. 4.1

Результирующая ДН, как показано в § 1.2, определяется в виде произведения $\tilde{f}_0\tilde{f}_C$, где $\tilde{f}_0$ – диаграмма направленности элемента Гюйгенса по соответствующей поляризации поля излучения, причем из (1.28) следует, что в плоскости $\varphi = \pi/2$ (или плоскости E) $\tilde{f}_0^{(\theta)} = 1 + \cos\theta$, в плоскости $\varphi = 0$ (или плоскости H) $\tilde{f}_0^{(\varphi)} = 1 + \cos\theta$. Вид этих ДН показан на рис. 4.2. Множитель системы $\tilde{f}_C$ от поляризации не зависит. При больших размерах раскрыва направленные свойства определяются в основном множителем $\tilde{f}_C$. Роль множителя $\tilde{f}_0$ практически сводится к устранению излучения в нижнее полупространство. Предположим, что раскрыв возбужден синфазно и равноамплитудно, т.е. $f(x, y) = 1$, $\psi(x, y) = 0$ (идеальная плоская антенна). Тогда в результате интегрирования по формуле (1.29) и нормировки получим

$$F_c = \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi}\,\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi}. \qquad (4.1)$$

Выражение (4.1) также непосредственно следует из формулы для $\tilde{f}_C$ плоской решетки (3.68), если положить $\psi_x = \psi_y = 0$, $N_x d_x = a$, $N_y d_y = b$ и совершить предельный переход. Синфазно возбужденная поверхность с равноамплитудным распределением поля, как и решетка с подобным распределением, имеет фазовый центр, совпадающий с центром раскрыва.

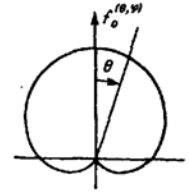


Рис. 4.2

В главных плоскостях ($\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$) нормированные множители системы имеют вид, аналогич-

ный множителю системы линейного излучателя с синфазным и равноамплитудным возбуждением (3.59), соответственно остаются справедливыми оценки для $\Delta\theta_0$, $\Delta\theta_{0,5}$ и УБЛ. В частности, $\Delta\theta_{0,5} \cong 51° \lambda/a$ (плоскость $x0z$), $\Delta\theta_{0,5} \cong 51° \lambda/b$ (плоскость $y0z$), уровень первого бокового лепестка в обеих плоскостях $\xi_1 = 0{,}21$ (–13,2 дБ), направление максимума основного лепестка $\theta_{гл} = 0$.

Расчет множителя системы в произвольном сечении, составляющем угол φ_0 с осью x, может быть осуществлен по общей формуле (4.1). Для выявления особенностей ДН в произвольном сечении весьма нагляден метод эквивалентного линейного излучателя, суть которого аналогична методу эквивалентной линейной решетки (см. § 3.8). Плоскость раскрыва разбивается на бесконечно узкие полоски, перпендикулярные к направлению, определяемому углом φ_0 (рис. 4.3). Каждой полоске ставится в соответствие элемент эквивалентного линейного излучателя, причем направленные свойства этого элемента должны быть таким же, как у элемента Гюйгенса. Диаграмма направленности подобного эквивалентного линейного излучателя определяет ДН плоского раскрыва в данном сечении. Так как в нашем случае раскрыв возбуждается синфазно и равноамплитудно, амплитудное распределение в эквивалентном линейном излучателе в каждой точке пропорционально просто длине соответствующей полоски. Для главных плоскостей амплитудное распределение в эквивалентных излучателях равномерно (см. рис. 4.3). Диагональное сечение характеризуется наиболее сильным спадом амплитуды к краям; уровень бокового излучения в этой плоскости будет меньше, чем во всех остальных сечениях.

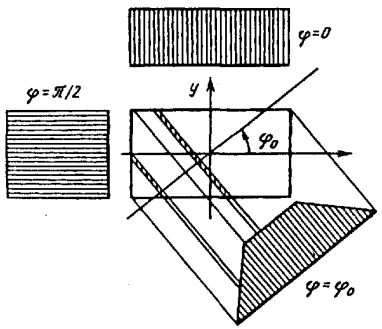


Рис. 4.3

Максимум излучения пространственной ДН ориентирован перпендикулярно плоскости раскрыва. Вид этой ДН аналогичен приведенной на рис. 3.21. Отличие состоит в том, что излучение в нижнее полупространство здесь всегда устраняется за счет однонаправленного излучения элемента Гюйгенса (см. рис. 4.2). Поскольку излучающие элементы в раскрыве распределены непрерывно, 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 a, лежащей в плоскости $z = 0$, интегрирование при нахождении множителя системы (1.29) целесообразно проводить в полярной системе координат. При синфазном равноамплитудном возбуждении нормированный множитель системы

$$F_C = \Lambda_1(u), \tag{4.2}$$

где $u = ka\sin\theta$, $\Lambda_1(u)$ – лямбда-функция первого порядка. Как и в случае идеальной прямоугольной апертуры, максимум излучения ориентирован в направлении нормали к поверхности, т.е. соответствует $\theta = 0$. Выражение (4.2) справедливо для любой плоскости, проходящей через нормаль к плоскости раскрыва. При $a >> \lambda$ ширина основного лепестка по уровню половинной мощности $\Delta\theta_{0,5} \approx 59° \lambda/2a$, уровень первого бокового лепестка $\xi_1 = 0{,}132$ (–17,6 дБ).

Как видно, ДН круглого раскрыва диаметром $2a$ в любом сечении шире и обладает меньшим УБЛ, чем ДН квадратного раскрыва размерами $2a \times 2a$ в главных плоскостях. Это легко объясняется разным амплитудным распределением в эквивалентных линейных излучателях, соответствующих квадратному и круглому раскрывам (рис. 4.4). 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.

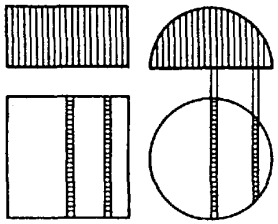


Рис. 4.4

4.2. Влияние амплитудных и фазовых распределений на ДН излучающих поверхностей

Рассмотрим сначала прямоугольный раскрыв в случае, когда можно считать, что $\psi(x, y) = 0$ (синфазное возбуждение) и $f(x, y) = f(x)f(y)$, т.е. амплитудное распределение разделяется по координатам x и y. Тогда (1.29) можно представить в виде двух множителей, каждый из которых зависит от конкретного вида функций $f(x)$ и $f(y)$. В результате в каждой из главных плоскостей ($\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$) множитель системы целиком определяется только размерами раскрыва и амплитудным распределением в этой плоскости. Параметры раскрыва в другой плоскости не оказывают влияния на ДН. Максимум излучения ориентирован в направлении $\theta = 0$. Для расчета ДН прямоугольного раскрыва в главных плоскостях могут быть использованы данные, приведенные в табл. 3.1.

Для круглого синфазного раскрыва с осесимметричным неравноамплитудным возбуждением рассмотрим распределение

$$f(\rho) = \Delta + (1-\Delta)[1-(\rho/a)^2]^n, \qquad (4.3)$$

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); $n = 0, 1, 2, 3 \ldots$ (при $n = 0$ распределение получается равноамплитудным, так же как при $\Delta = 1$ и любом n). Выражение для множителя системы имеет вид

$$F_c = \frac{n+1}{n\Delta+1}\left[\Delta\Lambda_1(u) + \frac{1-\Delta}{n+1}\Delta_{n+1}(u)\right], \qquad (4.4)$$

где $u = ka\sin\theta$, $\Lambda_n(x)$ – лямбда-функция n-го порядка, связанная с функцией Бесселя первого рода n-го порядка соотношением

$$\Lambda_n(x) = n!(2/x)^n J_n(x).$$

Параметры ДН при различных значениях n и Δ приведены в табл. 4.1.

Неосесимметричное возбуждение круглого раскрыва может быть во многих случаях аппроксимировано выражением

$$f(\rho,\varphi') = 1-(\rho/a)^2(1-\Delta_1\cos^2\varphi' - \Delta_2\sin^2\varphi'), \qquad (4.5)$$

Таблица 4.1

n	Δ	$\Delta\theta_{0,5}$	Уровень первого бокового лепестка, дБ	Коэффициент использования
0	1,0	59° $\lambda/2a$	–17,6	1,0
1	0,8	60° $\lambda/2a$	–18,6	0,996
	0,6	62° $\lambda/2a$	–19,8	0,98
	0,4	64° $\lambda/2a$	–21,5	0,94
	0,33	64,8° $\lambda/2a$	–22,0	0,92
	0,2	67° $\lambda/2a$	–23,7	0,87
	0	72,5° $\lambda/2a$	–24,7	0,75
2	0,33	66° $\lambda/2a$	–26,5	0,88
	0,2	70,1° $\lambda/2a$	–32,3	0,81
	0	84,2° $\lambda/2a$	–30,7	0,55
3	0,33	66° $\lambda/2a$	–30,8	0,87
	0,2	71,3° $\lambda/2a$	–32,3	0,79
	0	94,2° $\lambda/2a$	–36,1	0,45

где φ' – угловая полярная координата произвольной точки в раскрыве; Δ_1 и Δ_2 – величина пьедестала в плоскости $\varphi' = 0$ и $\varphi' = \pi/2$ соответственно. Расчеты показывают, что с достаточной степенью точности можно считать, что ДН в произвольном сечении $\varphi = \varphi_0$ при распределении (4.5) такая же, как и при осесимметричном распределении по закону (4.3) при $n = 1$ и эквивалентном значении пьедестала [62] $\Delta_{экв} = \Delta_1\cos^2\varphi_0 + \Delta_2\sin^2\varphi_0$.

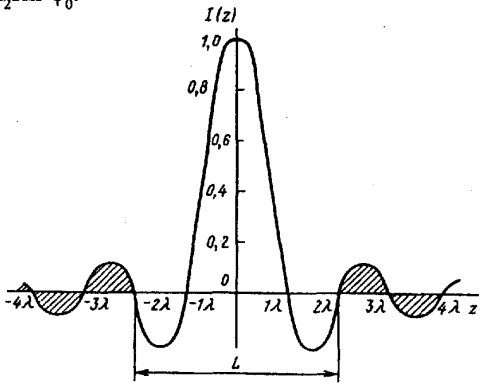


Рис. 4.5

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 апертуры с разрывным распределением поля (частично затененные раскрывы, рис. 4.6). Подобные распределения возникают обычно при наличии каких-либо препятствий на пути волны. Представим разрывное распределение как разность двух распределений. Одно из них соответствует незатененному раскрыву радиусом a, поле в котором описывается функцией $f(\rho)$. Другое распределение описывается той же самой функцией $f(\rho)$, но только в пределах затененного участка радиусом a_1 (обычно $a_1 << a$). Тогда результирующая ДН определится как разность двух ДН, соответствующих незатененному раскрыву и затененному участку. При вычислении ДН надо проявлять известную осторожность и учитывать не только фазу, но и амплитудные множители парциальных ДН, которые обычно опускаются в нормированных выражениях.

Пусть $f(\rho) = 1$, тогда, учитывая, что амплитуда парциальных ДН пропорциональна площади раскрыва, получаем

$$\tilde{f}_C = \Lambda_1(ka\sin\theta) - (a_1/a)^2\Lambda_1(ka_1\sin\theta). \qquad (4.6)$$

Влияние затенения условно показано на рис. 4.6, 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. Отметим также, что влияние затенения увеличивается при спадающих к краям амплитудных распределениях. Поэтому попытки уменьшить УБЛ при наличии затенения путем слабого возбуждения краев раскрыва не приносят успеха. Необходимо подбирать специальные распределения, зависящие от характера затенения.

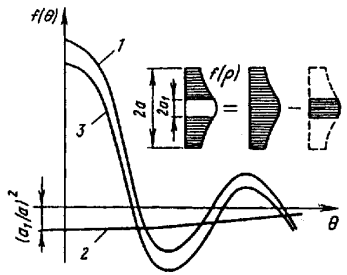


Рис. 4.6

Несинфазность излучающей поверхности может быть присуща данной антенне вследствие особенностей ее устройства либо вызывается неточностью выполнения антенны. В некоторых случаях на апертуре специально устанавливается определенный закон изменения фазы (чаще всего линейный) для управления положением максимума ДН 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 $\gamma_{x,y} < 1$, что обычно для практики. Тогда направление максимума основного лепестка находится из равенств

$$\sin\theta_{гл}\cos\varphi_{гл} = \gamma_x,\ \sin\theta_{гл}\sin\varphi_{гл} = \gamma_y, \qquad (4.7)$$

справедливых при любой форме раскрыва и любом амплитудном распределении. Коэффициенты γ_x и γ_y удобно иногда связать с максимальным значением фазы ψ_{max} в крайних точках главных сечений раскрыва формулами

$$\gamma_x = 2\psi_{xmax}/ka,\ \gamma_y = 2\psi_{ymax}/kb. \qquad (4.8)$$

Расчет ДН прямоугольного раскрыва в главных плоскостях при линейном распределении фазы можно осуществлять по формулам, приведенным выше для синфазного режима, подставляя в них в зависимости от интересующей плоскости значения $u = ka(\sin\theta - \gamma_x)/2$ или $u = kb(\sin\theta - \gamma_y)/2$. Изменения, происходящие с ДН при линейном фазовом распределении, а также при квадратичных и кубических фазовых ошибках, аналогичны описанным в § 3.4

4.3. Коэффициент направленного действия излучающих поверхностей

Для определения КНД излучающего раскрыва при синфазном возбуждении в направлении максимума излучения ($\theta_{гл} = 0$) воспользуемся формулой (1.46): $D_{max} = 2\pi r^2 |\dot{\tilde{E}}|^2_{max} / Z_c^0 P_\Sigma$. Согласно (1.7) и (1.8) элемент раскрыва, т.е. элемент Гюйгенса, при $\theta = 0$ излучает поле, ам-

плитуда которого при $Z_c = Z_c^0$ составляет $dE_{max} = (E_0/\lambda r)dS$. Так как в направлении $\theta = 0$ разность хода лучей равна нулю, то

$$E_{max} = E_0 \left| \int_S \tilde{f}(x, y) dS \right| \lambda r, \tag{4.9}$$

где $\tilde{f}(x, y)$ – функция, характеризующая распределение поля по раскрыву. Значение P_Σ легче всего найти, интегрируя вектор Пойнтинга непосредственно по поверхности раскрыва. Среднее значение вектора Пойнтинга в точках раскрыва $\Pi = E_0^2 f^2(x, y)/2Z_c^0$. Мощность, излучаемая раскрывом,

$$P_\Sigma = (E_0^2/2Z_c^0)\int_S f^2(x, y)dS = (E_0^2/240\pi)\int_S f^2(x, y)dS.$$

Отсюда получаем

$$D = (4\pi/\lambda^2)\frac{\left| \int_S \tilde{f}(x, y)dS \right|^2}{\int_S f^2(x, y)dS}. \tag{4.10}$$

В случае идеальной плоской синфазной антенны ($f(x, y) = 1$) выражение (4.10) принимает вид

$$D = D_0 = 4\pi S/\lambda^2, \tag{4.11}$$

справедливый при любой форме раскрыва. Определив для прямоугольного раскрыва из табл. 3.1 значения $\Delta\theta_{0,5}$ (в градусах) в главных плоскостях через отношения a/λ, b/λ и подставив их в (4.11), получим

$$D_0 = 32700/\Delta\theta_{0,5}^{(x)}\Delta\theta_{0,5}^{(y)}. \tag{4.12}$$

При неравномерном амплитудном распределении КНД уменьшается. Уменьшение КНД принято оценивать *коэффициентом использования поверхности* апертуры (КИП)

$$\nu_a = \frac{\left| \int_S \tilde{f}(x, y)dS \right|^2}{\int_S f^2(x, y)dS} \le 1. \tag{4.13}$$

Выражение (4.13) 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. 4.4.2), реализация которых связана с огромными сложностями, возможно $\nu_a > 1$.

Представим (4.10) в виде

$$D = 4\pi\nu_a S/\lambda^2 = 4\pi S_д/\lambda^2, \tag{4.14}$$

где $S_д = S\nu_a$ – действующая (или эффективная) поверхность раскрыва. Сравнение (4.14) и (4.11) показывает, что $S_д$ можно назвать площадью такой идеальной плоской антенны, КНД которой равен КНД данного раскрыва. При синфазном возбуждении ν_a зависит только от вида амплитудного распределения. Для прямоугольного раскрыва с распределением поля по координатам x и y, т.е. $f(x, y) = f(x)f(y)$, величина ν_a может быть рассчитана как

$$\nu_a = \nu_x\nu_y, \tag{4.15}$$

где ν_x и ν_y представляют собой коэффициенты использования [см. (3.61)] эквивалентных линейных излучателей, параллельных осям x и y с распределением $f(x)$ и $f(y)$ соответственно. Значение ν_x и ν_y могут быть использованы из табл. 3.1.

Отметим, что в случае амплитудных распределений, спадающих к краям, пользоваться формулой (4.12), применяемой для равноамплитудного возбуждения, нельзя. Если амплитудное возбуждение в каждой плоскости спадает, к примеру, для 0,3, более точным оказывается соотношение

$$D \cong 43000/\Delta\theta_{0,5}^{(x)}\Delta\theta_{0,5}^{(y)}.$$

Значения ν_a для круглых раскрывов приведены в табл. 4.1.

При линейном фазовом распределении КНД в направлении ($\theta_{гл}$, $\varphi_{гл}$) уменьшается по закону

$$D = 4\pi\nu_a S\cos\theta_{гл}/\lambda^2. \tag{4.16}$$

Фазовые ошибки в раскрыве, как систематические, так и случайные, приводят к уменьшению ν_a. Зависимость КНД от случайных фазовых ошибок рассмотрена в гл. 8.

4.4. Методы решения задач синтеза амплитудно-фазовых распределений

4.4.1. Постановка задачи синтеза

В § 3.2–3.4 и 4.2 были проанализированы различные типы АФР и соответствующие им ДН. Естественно, что рассмотренные типы распределений в общем случае не могут охватить все возможные требования к ДН. В связи с этим возникает проблема отыскания АФР, соответствующих заданным к ДН требованиям (классическая задача синтеза антенн, или задача синтеза АФР, см. § В.3). Решению классической задачи синтеза посвящено большое число работ, в том числе монографий [24, 40], в которых исследуются такие важные вопросы, как реализуемость ДН заданной формы, поиск решений с наилучшим приближением к заданной ДН, устойчивость полученных решений и др.

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 АФР с оптимальной ДН, имеющей минимально возможную ширину основного лепестка при заданном УБЛ, синтез АФР с максимальным КНД в главном направлении и др.

4.4.2. Условия существования точного решения. Сверхнаправленность.

Ограничимся рассмотрением синтеза линейного излучателя, так как он, во-первых, наиболее прост, а во-вторых, результаты синтеза линейных излучателей могут быть непосредственно использованы для плоских излучающих поверхностей (см. § 4.2). Будем считать, что заданная ДН описывается функцией $\tilde{f}(\theta)$, соответствующей только множителю системы $\tilde{f}_c(\theta)$. Направленные свойства излучающего элемента всегда можно учесть в необходимых случаях, рассматривая вместо $\tilde{f}(\theta)$ функцию $\tilde{f}(\theta)/\tilde{f}_0(\theta)$. При этом предполагается, что требуемая поляризационная характеристика поля излучения антенны соответствует поляризационным свойствам излучающего элемента. Для линейного излучателя при известной функции $\dot{I}(z)$ согласно (1.27)

$$\tilde{f}_c = \int_{-L/2}^{L/2} \dot{I}(z)\exp(\mathrm{i}kz\cos\theta)dz = \int_{-L/2}^{L/2} \dot{I}(z)\exp(\mathrm{i}\chi z)dz, \qquad (4.17)$$

где $\chi = k\cos\theta$. При изменении угла θ в пределах $0 \le \theta \le \pi$ величина χ меняется от $+k$ до $-k$ (область реальных углов). Поскольку $\dot{I}(z) = 0$ при $z > L/2$, то (4.17) можно записать в виде

$$\tilde{f}_c(\chi) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{I}(z)\exp(i\chi z)dz. \qquad (4.18)$$

Выражение (4.18) показывает, что ДН линейного излучателя можно рассматривать как преобразование Фурье от функции $\dot{I}(z)$. Отсюда следует, что при заданной функции $\tilde{f}(\theta)$ распределение тока можно найти как обратное преобразование Фурье:

$$\dot{I}(z) = (1/2\pi)\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\chi)\exp(-\mathrm{i}\chi z)d\chi. \qquad (4.19)$$

При вычислении (4.19) требуется аналитически продолжить функцию $\tilde{f}(\chi)$, заданную только в диапазоне реальных углов ($|\chi| \le k$), на всю вещественную ось χ. Функцию $\dot{I}(z)$ можно рассматривать как спектр преобразования Фурье от функции $\tilde{f}(\chi)$. Поскольку распределение тока $\dot{I}(z)$ должно быть отлично от нуля только при $|z| \le L/2$, то отсюда ясно, что к классу реализуемых ДН относятся лишь такие, которые описываются функциями с ограниченным спектром.

Требование принадлежности ДН к специальному классу функций теоретически не ограничивает возможности синтеза, поскольку любую непрерывную функцию можно в диапазоне реальных углов с любой степенью точности аппроксимировать 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 малым значением L.

Покажем, однако, какие практические сложности возникнут при попытке решить такую задачу. Для функций $\tilde{f}(\chi)$ (с ограниченным спектром) и $\dot{I}(z)$, связанных между собой преобразованием Фурье, можно доказать [40], что

$$\max|\tilde{f}'(\chi)| \le \sqrt{L^3/3}\sqrt{\int_{-L/2}^{L/2}|\dot{I}(z)|^2\,dz}/2, \qquad (4.20)$$

где $\tilde{f}'(\chi) = \partial\tilde{f}(\chi)/\partial(\chi) \sim \partial\tilde{f}(\theta)/\partial(\theta)$ – производная ДН по угловой переменной.

Величина $\sqrt{\int_{-L/2}^{L/2}|\dot{I}(z)|^2\,dz}$ носит название *нормы тока*. Из (4.20) следует, что при большой производной $|\tilde{f}(\chi)|$ (например, при узкой ДН или ДН секторной формы) необходимо увеличивать либо норму тока, либо длину антенны.

Увеличение нормы тока связано с увеличением абсолютных значений тока в антенне, что приводит к дополнительным потерям. Отметим, что увеличение нормы тока (при неизменной мощности излучения P_Σ, соответствующей заданной функции $\tilde{f}(\chi)$) связано с тем, что поля от отдельных элементов антенны складываются несинфазно и почти во всех направлениях компенсируют друг друга. Только в секторе углов, примыкающих к направлению максимума ДН, эта компенсация будет неполной. Вблизи таких антенн велики энергии, запасенные в электрическом и магнитном полях. Следствием этого [см. (1.52)] являются большая реактивная составляющая $Z_{вх}$ и возрастание добротности системы. По этим причинам решения с большой нормой тока, соответствующие «малогабаритным» антеннам, называют *сверхнаправленными* или *реактивными*, и их стремятся исключить. Умеренная сверхнаправленность, приемлемая с практической точки зрения, проявляется в антеннах бегущей волны с осевым излучением в оптимальном режиме (см. 3.2.4).

Степень сверхнаправленности антенны удобно оценивать соотношением амплитуд токов (обозначим его β) в данной антенне и равноамплитудном излучателе, обеспечивающем в направлении максимума излучения синфазное сложение полей от отдельных элементов, при неизменной мощности излучения обеих антенн. В АБВ с осевым излучением в оптимальном режиме $\beta = 2{,}1$ при $I(z) \approx 1$ и $\beta \approx 7{,}5$ при $I(z) = I\cos(\pi z/L)$. При высокой степени сверхнаправленности этот коэффициент может достигать $10^7 \ldots 10^9$ [38].

Рост нормы тока может происходить не только в случаях, когда велико $|\tilde{f}'(\chi)|$, но и при попытках синтезировать ДН специальной формы. Действительно, как следует из равенства Парсеваля [40] для функций, связанных между собой преобразованием Фурье, норма тока определяется поведением функции $\tilde{f}(\chi)$ на всей оси χ:

$$2\pi \int_{-L/2}^{L/2} |\dot{I}(z)|^2\, dz = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{f}(\chi)|^2\, d\chi = \\ = \int_{-k}^{k} |\tilde{f}(\chi)|^2\, d\chi + \left(\int_{-\infty}^{-k} + \int_{k}^{\infty} \right) |\tilde{f}(\chi)|^2\, d\chi. \qquad (4.21)$$

При попытках точно аппроксимировать ДН специальной формы, заданной в области реальных углов $|\chi| \le k$, интеграл $\int_{-k}^{k} |\tilde{f}(\chi)|^2 d\chi$ (пропорциональный согласно (1.37) мощности излучения P_Σ линейной антенны) остается практически неизменным, однако в области $|\chi| > k$ может резко возрастать, что приведет согласно (4.21) к росту нормы тока. Для количественной

оценки явления сверхнаправленности вводится также *коэффициент сверхнаправленности* (коэффициент реактивности)

$$\gamma = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{f}(\chi)|^2\, d\chi \Big/ \int_{-k}^{k} |\tilde{f}(\chi)|^2\, d\chi. \qquad (4.22)$$

Для исключения явления сверхнаправленности коэффициент γ должен быть близок к единице.

4.4.3. Приближенные методы решения задач синтеза

На практике требуемая форма ДН задается в виде либо графика, либо функции, не удовлетворяющей в общем случае условиям существования точного решения. Рассмотрим два метода решения подобных задач: метод интеграла Фурье и метод парциальных ДН.

В методе интеграла Фурье функция $\tilde{f}(\theta)$, соответствующая заданной ДН в области реальных углов, для обеспечения условия $\gamma \approx 1$ остается равной нулю в области мнимых углов, т.е. принимается, что $\tilde{f}(\chi) = 0$ при $|\chi| > k$. Определенная таким образом функция не принадлежит к классу функций, обладающих конечным спектром, поэтому распределение тока

$$\dot{I}(z) = (1/2\pi) \int_{-k}^{k} \tilde{f}(\chi) \exp(-i\chi z)\, d\chi \qquad (4.23)$$

получается отличным от нуля на всей оси z. На рис. 4.5 изображена для примера функция распределения тока $\dot{I}(z)$, соответствующая ДН секторной формы шириной 60°, симметричной относительно нормали к оси антенны ($\dot{I}(z)$ при этом получается чисто вещественной функцией). Естественно, реальная антенна должна иметь конечную длину, следовательно, найденное распределение $\dot{I}(z)$ необходимо урезать, оставив только часть его в пределах $|z| \le L/2$ и отбросив оставшиеся участки (см. рис. 4.5). Оставшейся части распределения $\dot{I}_к(z)$ будет соответствовать ДН, описываемая функцией

$$\tilde{f}_к(\chi) = \int_{-L/2}^{L/2} \dot{I}_к(z) \exp(i\chi z)\, dz.$$

Можно показать [24], что при этом обеспечивается минимум среднеквадратичной ошибки

$$\delta^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{f}(\chi) - \tilde{f}_K(\chi)|^2\, d\chi. \qquad (4.24)$$

Причем

$$\delta^2 = \left\{ \int_{-\infty}^{-L/2} + \int_{L/2}^{\infty} \right\} |\dot{I}(z)|^2 \, dz. \qquad (4.25)$$

Из (4.25) видно, что величина среднеквадратической погрешности определяется площадью отброшенных участков кривой $|\dot{I}(z)|$, возведенной в квадрат. Отсюда получаем простой и наглядный критерий выбора длины антенны L в методе интеграла Фурье.

Согласно методу парциальных ДН заданная ДН аппроксимируется суммой функций $\tilde{f}_n(\chi)$, т.е. функцией

$$\tilde{f}_к(\chi) = \sum_{n=-N}^{N} a_n \tilde{f}_n(\chi).$$

Для каждой из парциальных ДН $\tilde{f}_n(\chi)$ амплитудно-фазовое распределение в пределах излучателя ($|z| \le L/2$) должно быть известно. В качестве парциальных ДН удобно брать функции $\sin u/u$, где $u = (L\chi/2) - n\pi$, соответствующие постоянной амплитуде возбуждения и линейно изменяющейся фазе (см. § 3.7) с максимальным значением фазы в крайних точках излучателя, равным $n\pi$. Максимумы функций $\tilde{f}_n(\chi)$ имеют место при $\chi = 2\pi n/L$, все остальные функции в этой точке равны нулю. Если выбрать коэффициенты $a_n = \tilde{f}(2\pi n/L)$, то функция

$$f_к(\chi) = \sum_{n=-N}^{N} a_n \tilde{f}_n(\chi) = \sum_{n=-N}^{N} a_n \frac{\sin[(L\chi/2) - n\pi]}{(L\chi)/2 - n\pi} \qquad (4.26)$$

будет точно соответствовать заданной функции $\tilde{f}(\chi)$ в точках $\chi = 2\pi n/L$ (рис. 4.7). Число таких точек будет тем более больше, чем больше длина антенны L; в остальных точках функция $\tilde{f}(\chi)$ будет восстановлена с погрешностью. Парциальные ДН, максимумы которых лежат в области $|\chi| > k$ (см. рис. 4.7, штриховая линия), могут в принципе несколько улучшить совпадение $\tilde{f}(\chi)$ и $\tilde{f}_к(\chi)$ в промежутках между точками $\chi = 2\pi n/L$ за счет своих боковых лепестков. Однако для этого их интенсивность должна быть достаточно велика, что приведет к резкому увеличению коэффициента γ. Поэтому, как и в методе Фурье, ДН $\tilde{f}(\chi)$, заданная в диапазоне реальных углов, продолжается нулем в области мнимых углов; соответственно число парциальных ДН ограничивается значением $N < L/\lambda$. Распределение тока при методе парциальных ДН находится как

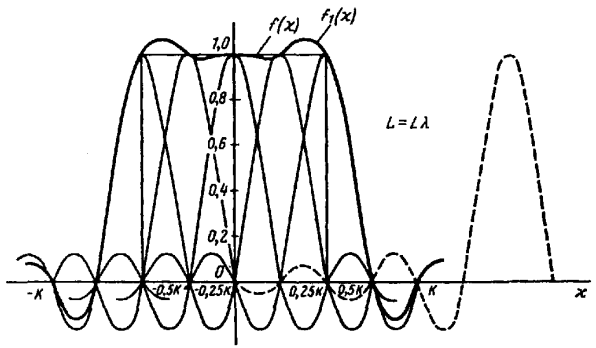


Рис. 4.7

$$\dot{I}(z) = \sum_{n=-N}^{N} \tilde{f}(2\pi n/L) \exp(-i\pi n z/L). \qquad (4.27)$$

На рис. 4.8, *а* изображены результаты расчета амплитудного распределения для излучателя длиной $L = 4\lambda$ с ДН секторной формы, приведенной на рис. 4.8, *б*.

Как было показано выше, добавление парциальной ДН даже с большой амплитудой в области $|\chi| > k$ мало изменяет форму результирующей ДН в области реальных углов. Однако в распределении тока (4.27) появляется слагаемое с большой амплитудой, что сильно изменяет распределение тока. Отмеченный факт обусловлен особенностями уравнения (4.18), где неизвестная функция $\dot{I}(z)$ стоит под знаком интеграла, вследствие чего задача синтеза в рассмотренной постановке относится к так называемым некорректно поставленным задачам [10], для которых характерна неоднозначность решений: одной и той же точности реализации заданной ДН могут соответствовать разные распределения тока. Для устранения этих особенностей используют методы регуляризации решения, предложенные в работах академика А. Н. Тихонова. Отметим, что в рассмотренных выше методах некоторая регуляризация решения осуществлялась за счет выбора функции $\tilde{f}(\chi) = 0$ в области мнимых углов.

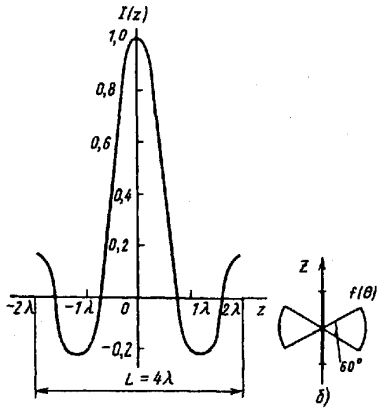


Рис. 4.8

4.4.4. Особенности синтеза АФР антенных решеток. Дольф-Чебышевские решетки

Для эквидистантой линейной АР (см. рис. 3.1) из изотропных элементов с использованием (1.25) и обозначений, принятых в 3.2.1, можно получить для ДН выражение, которое с учетом обозначения $\chi = k\cos\theta$ имеет вид ряда Фурье:

$$\tilde{f}(\chi) = \sum_{n=-M}^{M} \dot{I}_n \exp(\mathrm{i}nd\chi). \qquad (4.28)$$

Функция (4.28) – периодическая, с периодом $T = 2\pi/d$. Токи $\dot{I}_n$, обеспечивающие наилучшую среднеквадратическую аппроксимацию заданной функции $\tilde{f}(\chi)$, могут быть найдены как коэффициенты Фурье:

$$\dot{I}_n = (d/2\pi) \int_{-\pi/d}^{\pi/d} \tilde{f}(\chi) \exp(-\mathrm{i}nd\chi) d\chi, \qquad (4.29)$$

причем шаг решетки d должен выбираться из условия подавления вторичных главных максимумов. В частности, для решетки при $d = \lambda/2$, как видно из (4.23), токи $\dot{I}_n$ соответствуют выборкам из непрерывного распределения $\dot{I}(z)$, найденного по методу Фурье, в точках $z = n\lambda/2$. Естественно, что дискретный характер размещения излучающих элементов в АР ограничивает, в отличие от непрерывного излучателя, возможности реализации произвольной ДН, в частности со сколь угодно высокой направленностью при заданной длине решетки L.

Частным случаем классической задачи синтеза антенн 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 (4.28) показывает, что множитель системы АР может быть представлен в виде полинома степени $2M = N - 1$ от переменной, связанной с углом θ, причем коэффициенты этого полинома определяются токами $\dot{I}_n$ в элементах решетки. При $d \geq \lambda/2$ токи $\dot{I}_n$ можно подобрать так, чтобы указанный полином соответствовал полиному Чебышева той же степени $2M$. График полинома Чебышева $T_{2M}(x)$ для $M = 4$ приведен на рис. 4.9. Области реальных углов ($|\chi| > k$) соответствует часть этого графика в пределах $-\alpha_0 \leq x \leq \alpha_0$ ($\alpha_0 > 1$). Важным свойством полиномов Чебышева является то, что эти полиномы в пределах отрезка $-1 \leq x \leq 1$ (область боковых лепестков)

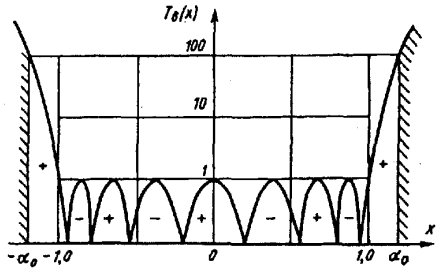


Рис. 4.9

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 α_0 зависит соотношение между УБЛ и шириной основного лепестка. Направление максимума излучения зависит от фазовых соотношений между токами и определяется (3.18). Условие отсутствия вторичных главных максимумов аналогично (3.25).

При $d < 0{,}5\lambda$ указанными экстремальными свойствами обладают полиномы Чебышева – Ахиезера. Решетки с подобным шагом используются обычно в режиме осевого излучения. Существуют подробные таблицы, позволяющие рассчитывать дольф-чебышевские решетки с заданным УБЛ при различном числе излучателей [2, 7].

Литература: *основная* [*2, 34, 49*], *дополнительная* [*7, 24, 38, 40*].

Контрольные вопросы

1. Почему для синфазных равноамплитудных распределений величина КНД не зависит от конкретной конфигурации раскрыва и определяется только его площадью?
2. Поясните метод эквивалентного линейного излучателя, применяемого при анализе плоских излучающих поверхностей. Что представляет собой ДН элемента эквивалентного излучателя?
3. Почему для круглой синфазно возбужденной равноамплитудной поверхности в виде круга диаметром d уровень УБЛ в главных плоскостях меньше, чем для квадратного раскрыва со стороной, равной d, при таком же АФР?
4. Поясните влияние затенения апертуры с помощью принципа суперпозиции.
5. Возможно ли в непрерывных излучателях появление вторичных главных максимумов?
6. Каковы преимущества и недостатки синфазных апертур с равноамплитудным возбуждением?
7. Что представляет собой ДН элемента излучающего раскрыва?
8. Какими факторами определяются ширина основного лепестка и уровень боковых лепестков в главных плоскостях прямоугольной апертуры?
9. Какие изменения с ДН происходят при отклонении максимума излучения от нормали к поверхности из-за линейного фазового распределения?
10.* Поясните понятие сверхнаправленности в теории антенн.
11.* На чем основан метод интеграла Фурье в задачах синтеза АФР?
12.* В чем состоит суть метода парциальных ДН в теории синтеза АФР?
13.* В чем заключается неоднозначность решений задач синтеза АФР?

Глава 5. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

5.1. Физические основы процесса приема

Выше свойства и основные характеристики антенн изучались применительно к передающему режиму, при этом главной задачей было нахождение закона распределения тока и создаваемого им поля излучения. Основным вопросом при изучении приемных антенн является определение мощности, выделяемой в нагрузке приемной антенны, т. е. в приемнике, под действием падающей на антенну электромагнитной волны. Для этого необходимо прежде всего знать ток, возникающий в нагрузке. Величина его, естественно, зависит от ориентации антенны по отношению к падающей волне. Соответственно одной из главных характеристик приемной антенны является диаграмма направленности – зависимость тока в нагрузке от направления прихода облучающей волны. Механизм процесса приема проще всего пояснить на примере антенны, выполненной в виде симметричного электрического вибратора. Пусть эта антенна облучается волной, приходящей с направления z', характеризуемого углами $\vec{\theta}_0^{\text{обл}}$, $\vec{\varphi}_0^{\text{обл}}$ в системе координат, связанной с приемной антенной (рис. 5.1). Поскольку источник облучающей волны расположен обычно далеко от приемной антенны, будем считать, что фронт падающей волны в окрестности приемной антенны близок к плоскому и соответственно векторы поля облучающей волны $\vec{E}^{\text{обл}}, \vec{H}^{\text{обл}}$ лежат в плоскости фронта $z' = \text{const}$, нормаль к которой образует угол $(\pi - \theta^{\text{обл}})$ с осью вибратора z (см. рис. 5.1).

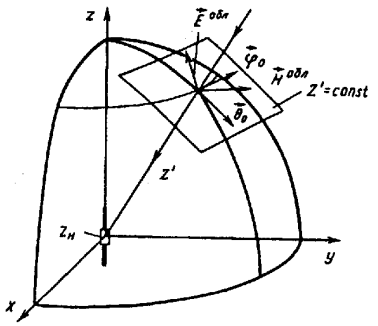


Рис. 5.1

Спроектируем вектор $\dot{\vec{E}}^{\text{обл}}$ на орты $\vec{\theta}_0^{\text{обл}}$, $\vec{\varphi}_0^{\text{обл}}$, соответствующие направлению прихода волны. В общем случае

$$\dot{\vec{E}}^{\text{обл}} = \vec{\theta}_0^{\text{обл}} \dot{E}_\theta^{\text{обл}} + \vec{\varphi}_0^{\text{обл}} \dot{E}_\varphi^{\text{обл}}. \qquad (5.1)$$

Обозначим $\dot{E}_\theta^{\text{обл}} = E_\theta^{\text{обл}} \exp(i\psi_\theta^{\text{обл}})$, $\dot{E}_\varphi^{\text{обл}} = E_\varphi^{\text{обл}} \exp(i\psi_\varphi^{\text{обл}})$, где $E_\theta^{\text{обл}}$, $E_\varphi^{\text{обл}}$ и $\psi_\theta^{\text{обл}}$, $\psi_\varphi^{\text{обл}}$ – соответственно амплитуды и фазы составляющих поля в начале координат. Считая вибратор тонким, найдем, что в любой точке с координатой z касательная к поверхности вибратора составляющая электрического поля облучающей волны

$$\dot{E}_{\tau_{|z|\le l}}^{\text{обл}} = -\dot{E}_\theta^{\text{обл}} \sin\theta^{\text{обл}} \exp(ikz\cos\theta^{\text{обл}}). \qquad (5.2)$$

Под действием данной составляющей электрического поля, параллельной оси вибратора, в плечах вибратора возбуждаются продольные токи, поскольку согласно определению напряженность электрического поля есть сила, приводящая в движение свободные заряды, т.е. вызывающая появление тока в проводящей среде. Этот ток, протекая через нагрузку приемника $Z_н$ (см. рис. 5.1), выделяет в ней энергию (естественно, если активная составляющая сопротивление $Z_н$ отлична от нуля). Таким образом, осуществляется процесс передачи энергии от падающей электромагнитной волны в нагрузку приемника. Если нагрузка подсоединена к приемной антенне не непосредственно, а через фидер, то происходящие процессы отличаются только тем, что ток, наведенный в антенне, сначала возбуждает колебания в фидере, а затем энергия этих колебаний выделяется в нагрузке приемника.

Значение тока в одной и той же приемной антенне зависит от угла прихода облучающей волны. При фиксированном направлении прихода волны значение тока зависит также от ориентации векторов электромагнитного поля относительно приемной антенны. Так, в случае, если вектор электрического поля облучающей волны ориентирован перпендикулярно приемному вибратору (т.е. $\dot{\vec{E}}^{\text{обл}} = \vec{\varphi}_0^{\text{обл}} \vec{E}^{\text{обл}}$), касательная составляющая поля падающей волны на поверхности вибратора равна нулю и ток в вибраторе не возникает; соответственно не выделяется энергия в нагрузке $Z_н$. Напротив, ток максимален, если при неизменной амплитуде результирующего вектора $\dot{\vec{E}}^{\text{обл}}$, т.е. при условии

$$(E_\theta^{\text{обл}})^2 + (E_\varphi^{\text{обл}})^2 = B, \qquad (5.3)$$

где B – константа, его ориентация совпадает с ориентацией вектора $\dot{\vec{E}}$, создаваемого в направлении $\theta^{\text{обл}}$, $\varphi^{\text{обл}}$ этой же антенной, работающей в передающем режиме, т.е. $\dot{\vec{E}}^{\text{обл}} = \vec{\theta}_0^{\text{обл}} \dot{E}_0^{\text{обл}}$ (см. § 2.2). Более подробно вопросы согласования облучающей волны и приемной антенны по поляризациям рассматриваются в § 5.3.

Задача нахождения закона распределения тока в приемной антенне может быть решена следующим образом. Токи, наводимые в приемной антенне, являются источниками вторичного излучения. Если провод, из которого изготовлен вибратор, обладает идеальной проводимостью, то суммарная касательная составляющая напряженности электрического поля на поверхности вибратора должна обращаться в нуль, т.е. $\dot{E}_\tau^\Sigma = \dot{E}_\tau^{\text{обл}} + \dot{E}_{\tau_i}$, где $\dot{E}_\tau^{\text{обл}}$ – составляющая, обусловленная падающей волной (5.2); $\dot{E}_\tau$ – составляющая, обусловленная токами, наведенными в вибраторе; величина $\dot{E}_\tau$ может быть найдена через функцию распределения тока по формуле (2.23). Условия равенства нулю величины $\dot{E}_\tau^\Sigma$ совместно с условием непрерывности тока на зажимах сопротивления нагрузки в принципе достаточно для нахождения закона распределения тока. Строгое решение этой задачи, как и строгое решение аналогичной задачи в передающем режиме (см. § 2.4), встречает значительные математические трудности. Однако для определения основных характеристик приемной антенны нет необходимости решать задачу нахождения тока во всех точках антенны; достаточно знать только ток, протекающий через нагрузку. Как будет показано ниже, значение этого тока можно найти с использованием принципа взаимности.

Следует помнить, что процесс извлечения приемной антенной мощности из падающей волны сопровождается, как уже отмечалось, излучением токов, наведенных в антенне, т.е. приемная антенна не только поглощает энергию, но и является источником вторичного излучения. Эти процессы необходимо учитывать, например, при решении проблемы электромагнитной совместимости (ЭМС) (см. гл. 13). Отметим, что ток в одной и той же антенне, работающей в приемном и передающем режимах, в общем случае распределяется по-разному, поскольку в передающем режиме ток возбуждается под действием со-

средоточенного источника (например, подключаемого ко входным зажимам СЭВ), а в приемном режиме источником возбуждения является касательная компонента падающего поля, распределенная вдоль вибратора с равномерной амплитудой и линейно изменяющейся фазой [см. (5.2)]. Вследствие этого ДН антенны в передающем режиме и ДН поля, переизлучаемого приемной антенной, в общем случае отличаются между собой.

5.2. Применение принципа взаимности для анализа приемных антенн

Рассмотрим две произвольные антенны *1* и *2*. Считаем, что антенны находятся в дальней зоне относительно друг друга. Поля излучения указанных антенн в передающем режиме могут иметь произвольную поляризацию. Пусть сначала антенна *1* работает в передающем режиме, антенна *2* – в приемном. К входным зажимам антенны *1* подключен генератор с ЭДС $\dot{\varepsilon}_1$ и внутренним сопротивлением Z_1 к зажимам антенны *2* присоединено сопротивление нагрузки $Z_{н2}$ (рис. 5.2, *а*). Под действием ЭДС $\dot{\varepsilon}_1$ в антенне *1* возникает ток, величина которого на входных точках $\dot{I}_1$ связана с $\dot{\varepsilon}_1$ соотношением

$$\dot{\varepsilon}_1 = \dot{I}_1(Z_{вх1} + Z_1), \tag{5.4}$$

где $Z_{вх1}$ – входное сопротивление антенны *1* в передающем режиме. Электрическое поле, создаваемое антенной *1* и облучающее антенну *2* (обозначим его $\vec{\dot{E}}_2^{обл}$), может быть в точке расположения антенны *2* представлено с использованием обозначений, принятых в (1.33), как

$$\vec{\dot{E}}_2^{обл} = \frac{\dot{I}_1}{r}\exp(-ikr)\left[\vec{\theta}_{01}A_{\theta 1}\widetilde{F}_{\theta 1}\left(\theta_1^{обл}, \varphi_1^{обл}\right) + \vec{\varphi}_{01}A_{\varphi 1}\widetilde{F}_{\varphi 1}\left(\theta_1^{обл}, \varphi_1^{обл}\right)\right], \tag{5.5}$$

где r – расстояние между антеннами; $\theta_1^{обл}$, $\varphi_1^{обл}$ – угловое положение приемной антенны *2* в сферической системе координат r_1, θ_1, φ_1, связанной с антенной *1*. Под действием $\vec{\dot{E}}_2^{обл}$ в нагрузке приемной антенны *2* возникает ток $\dot{I}_{н2}$. Хотя нас интересует именно этот ток, поступим

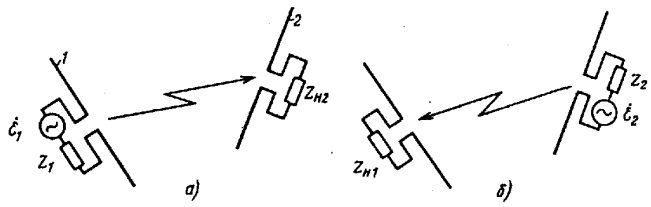


Рис. 5.2

далее следующим образом. Сначала из (5.5) найдем выражение для тока $\dot{I}_1$ и подставим его в (5.4). Получим

$$\dot{\varepsilon}_1 = \frac{\vec{\dot{E}}_2^{обл} r(Z_{вх1} + Z_1)}{[\vec{\theta}_{01}A_{\theta 1}\widetilde{F}_{\theta 1}(\theta_1^{обл}, \varphi_1^{обл}) + \vec{\varphi}_{01}A_{\varphi 1}\widetilde{F}_{\varphi 1}(\theta_1^{обл}, \varphi_1^{обл})]\exp(-ikr)}. \tag{5.6}$$

Теперь, не меняя взаимного расположения, изменим режимы работы обеих антенн, подключив ко входным зажимам антенны *2* генератор с ЭДС $\dot{\varepsilon}_2$ и внутренним сопротивлением Z_2, а к зажимам антенны *1* – сопротивление нагрузки $Z_{н1}$ (рис. 5.2, *б*). Ток в нагрузке антенны *1*, работающей в приемном режиме, обозначим $\dot{I}_{н1}$. Проводя рассуждения, аналогичные предыдущему случаю, и используя систему координат r_2, θ_2, φ_2, связанную с антенной *2*, получаем

$$\dot{\varepsilon}_2 = \frac{\vec{\dot{E}}_1^{обл} r(Z_{вх2} + Z_2)}{[\vec{\theta}_{02}A_{\theta 2}\widetilde{F}_{\theta 2}(\theta_2^{обл}, \varphi_2^{обл}) + \vec{\varphi}_{02}A_{\varphi 2}\widetilde{F}_{\varphi 2}(\theta_2^{обл}, \varphi_2^{обл})]\exp(-ikr)}. \tag{5.7}$$

Для нахождения интересующих нас токов $\dot{I}_{н1}$ и $\dot{I}_{н2}$ примем, что

$$Z_1 = Z_{н1},\ Z_2 = Z_{н2}. \tag{5.8}$$

Условие (5.8) позволяет упростить дальнейший вывод, привлекая формулировку принципа взаимности, известную из теории электрических цепей [37]. Сущность принципа взаимности состоит в следующем. Если ко входу линейного пассивного четырехполюсника (рис. 5.3, *а*) подключен генератор с ЭДС $\dot{\varepsilon}_1$ и внутренним сопротивлением $Z_{н1}$, то на его выходе в сопротивлении $Z_{н2}$ возникает ток $\dot{I}_{н2}$. Если генератор с ЭДС $\dot{\varepsilon}_2$ и внутренним сопротивлением $Z_{н2}$ подключен к выход-

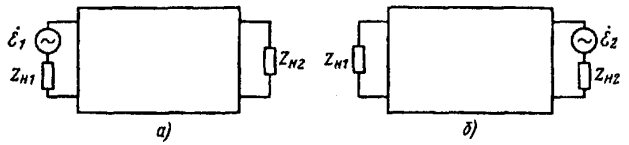


Рис. 5.3

ным зажимам (рис. 5.3, *б*), то на входе четырехполюсника в сопротивлении $Z_{н1}$ появится ток $\dot{I}_{н1}$. Согласно принципу взаимности

$$\dot{\varepsilon}_1/\dot{I}_{н2} = \dot{\varepsilon}_2/\dot{I}_{н1}. \qquad (5.9)$$

Если среда, окружающая антенны, линейна и изотропна, то зажимы антенн можно отождествить с зажимами четырехполюсника и использовать соотношение (5.9), согласно которому, группируя сомножители с индексами 1 и 2, получаем

$$\frac{\dot{I}_{н1}(Z_{вх1}+Z_{н1})}{\dot{E}_1^{обл}[\vec{\theta}_{01}A_{\theta 1}\widetilde{F}_{\theta 1}(\theta_1^{обл},\varphi_1^{обл})+\vec{\varphi}_{01}A_{\varphi 1}\widetilde{F}_{\varphi 1}(\theta_1^{обл},\varphi_1^{обл})]} =$$

$$= \frac{\dot{I}_{н2}(Z_{вх2}+Z_{н2})}{\dot{E}_2^{обл}[\vec{\theta}_{02}A_{\theta 2}\widetilde{F}_{\theta 2}(\theta_2^{обл},\varphi_2^{обл})+\vec{\varphi}_{02}A_{\varphi 2}\widetilde{F}_{\varphi 2}(\theta_2^{обл},\varphi_2^{обл})]}. \qquad (5.10)$$

Поскольку антенны являются произвольными, то очевидно, что левая и правая части (5.10) равны некоторой постоянной $\dot{C}$, не зависящей от типа антенн. Из (5.10), выполнив операцию скалярного умножения векторов, получим соотношение, справедливое для любой приемной антенны:

$$\frac{\dot{I}_н(Z_{вх}+Z_н)}{\dot{E}_\theta^{обл}A_\theta\widetilde{F}_\theta(\theta^{обл},\varphi^{обл})+\dot{E}_\varphi^{обл}A_\varphi\widetilde{F}_\varphi(\theta^{обл},\varphi^{обл})} = \dot{C}. \qquad (5.11)$$

Введем понятие эквивалентной ЭДС приемной антенны

$$\dot{\varepsilon}_{экв} = \dot{C}[\dot{E}_\theta^{обл}A_\theta\widetilde{F}_\theta(\theta^{обл},\varphi^{обл})+\dot{E}_\varphi^{обл}A_\varphi\widetilde{F}_\varphi(\theta^{обл},\varphi^{обл})]. \qquad (5.12)$$

Тогда, используя (5.11) и (5.12), получаем, что ток в нагрузке

$$\dot{I}_н = \dot{\varepsilon}_{экв}/(Z_{вх}+Z_н). \qquad (5.13)$$

Таким образом, любая приемная антенна может рассматриваться как эквивалентный генератор с ЭДС $\dot{\varepsilon}_{экв}$ и внутренним сопротивлением, равным входному сопротивлению этой же антенны в передающем режиме, возбуждающий ток в нагрузке $Z_н$ (рис. 5.4).



Рис. 5.4

Для нахождения постоянной $\dot{C}$ рассмотрим элементарный электрический вибратор, облучаемый с направления, составляющего угол $\theta^{обл}$ с осью вибратора, плоской линейно поляризованной волной, вектор электрического поля которой $\vec{\dot{E}}^{обл} = \vec{\theta}_0^{обл}\dot{E}_\theta^{обл}$. Ввиду малых размеров вибратора касательная к нему составляющая поля этой волны согласно (5.2) равна $-\dot{E}_\theta^{обл}\sin\theta^{обл}$ и соответственно эквивалентная ЭДС $\dot{\varepsilon}_{экв} = -\dot{E}_\theta^{обл}\sin\theta^{обл}l$, где l – длина вибратора. В то же время из общей формулы (5.12) с использованием (1.1) получим, что $\dot{\varepsilon}_{экв} = \dot{C}\dot{E}_\theta^{обл}i\dfrac{Z_c^0 l}{2\lambda}\sin\theta^{обл}$. Из сравнения двух последних выражений видно, что

$$\dot{C} = i\lambda/60\pi. \qquad (5.14)$$

Отметим, что упомянутое выше условие изотропности среды было обязательным при использовании соотношения принципа взаимности как инструмента исследований свойств приемной антенны. Однако это не ограничивает условия применимости формул (5.12) и (5.13) для анизотропных сред, если только область анизотропности среды расположена достаточно далеко от обеих антенн (передающей и приемной). В этом случае, как и для любой неоднородной среды, под $\vec{\dot{E}}^{обл}$ в (5.12) подразумевается напряженность поля, испытавшего воздействие неоднородности.

Формулы (5.12) и (5.13) позволяют сделать вывод о форме ДН приемной антенны как зависимости тока в нагрузке от направления прихода облучающей волны. Как следует из указанных формул, ДН приемной антенны связана с формой ДН этой же антенны в передающем режиме, но в общем случае не тождественна ей. В частности, при облучении линейно поляризованной волной, полагая либо $\dot{E}_\varphi^{обл} = 0$, либо $\dot{E}_\theta^{обл} = 0$, видим, что ДН приемной антенны пропорциональна $\widetilde{F}_\theta$ или $\widetilde{F}_\varphi$ соответственно, т.е. тождественна диаграммам по соответствующим компонентам в режиме передачи. При произвольной поляриза-

ции облучения форма ДН приемной антенны зависит от соотношения между компонентами облучающего ее поля, т.е. от его поляризационной характеристики. Полное совпадение ДН в приемном и передающем режимах в этом случае имеет место при согласовании поляризационных характеристик облучающего поля и приемной антенны в режиме передачи энергии.

5.3. Согласование приемной и передающей антенн по поляризации. Условия выделения максимальной мощности в нагрузке приемной антенны

Мощность, выделяемая в нагрузке приемной антенны, может быть вычислена с использованием соотношения (5.13) как

$$P = \frac{I_н^2 R_н}{2} = \frac{\varepsilon_{экв}^2 R_н}{2|Z_{вх} + Z_н|^2}, \qquad (5.15)$$

где $I_н$ и $\varepsilon_{экв}$ – модули тока $\dot{I}_н$ и ЭДС $\dot{\varepsilon}_{экв}$ соответственно; $R_н$ – активная часть сопротивления $Z_н$. Определим предварительно условия максимума $\varepsilon_{экв}^2$. С использованием (5.12) и (5.14) находим, что

$$\varepsilon_{экв}^2 = \left(\frac{\lambda}{60\pi}\right)^2 \left[\left(E_\theta^{обл} A_\theta F_\theta\right)^2 + \left(E_\varphi^{обл} A_\varphi F_\varphi\right)^2 + 2E_\theta^{обл} E_\varphi^{обл} A_\theta A_\varphi F_\theta F_\varphi \cos\left(\Delta\psi^{обл} + \Delta\psi\right)\right], \qquad (5.16)$$

где $\Delta\psi^{обл} = \psi_\theta^{обл} - \psi_\varphi^{обл}$; $\Delta\psi = \psi_\theta - \psi_\varphi$; в выражениях для F_θ, F_φ и ψ_θ, ψ_φ, для простоты записи опущены аргументы ($\theta^{обл}$, $\varphi^{обл}$).

Для получения максимума (5.16) необходимо выполнение двух условий. Первое из них

$$\Delta\psi^{обл} = -\Delta\psi, \qquad (5.17)$$

при этом

$$\varepsilon_{экв}^2 = (\lambda/60\pi)^2 (E_\theta^{обл} A_\theta F_\theta + E_\varphi^{обл} A_\varphi F_\varphi)^2. \qquad (5.18)$$

Второе условие максимума получим, воспользовавшись методом Лагранжа (методом определения максимума функций нескольких переменных с помощью введения неопределенных множителей [14]. Рассмотрим (5.18) как функцию двух переменных $E_\theta^{обл}$ и $E_\varphi^{обл}$, связанных условием (5.3). В результате дифференцирования по указанным переменным суммы двух выражений,

а именно (5.18) и умноженного на неопределенный множитель β соотношения (5.3), приведенного к виду $(E_\theta^{обл})^2 + (E_\varphi^{обл})^2 - B = 0$, находим

$$2A_\theta F_\theta (\lambda/60\pi)^2 (E_\theta^{обл} A_\theta F_\theta + E_\varphi^{обл} A_\varphi F_\varphi) + 2\beta E_\theta^{обл} = 0, \qquad (5.19)$$

$$2A_\varphi F_\varphi (\lambda/60\pi)^2 (E_\theta^{обл} A_\theta F_\theta + E_\varphi^{обл} A_\varphi F_\varphi) + 2\beta E_\varphi^{обл} = 0.$$

Из (5.19) получаем второе условие максимума величины $\varepsilon_{экв}^2$:

$$E_\theta^{обл}/E_\varphi^{обл} = A_\theta F_\theta / A_\varphi F_\varphi. \qquad (5.20)$$

При выполнении (5.20) формулу (5.18) можно преобразовать к виду

$$\varepsilon_{экв}^2 = (\lambda/60\pi)^2 (E^{обл})^2 (A_\theta^2 F_\theta^2 + A_\varphi^2 F_\varphi^2), \qquad (5.21)$$

где $E^{обл} = [(E_\theta^{обл})^2 + (E_\varphi^{обл})^2]^{1/2}$ – амплитуда результирующего вектора $\dot{\vec{E}}^{обл}$.

Поскольку поляризация облучающей волны определяется в свободном пространстве поляризационными свойствами соответствующей передающей антенны, то полученные условия (5.17) и (5.20) максимума $\varepsilon_{экв}^2$ называют *условиями согласования приемной* и *передающей антенн по поляризации*. Напомним, что под поляризационными свойствами приемной антенны подразумевается поляризационная характеристика этой же антенны в передающем режиме. Из сравнения (5.17) и (5.20) с соотношениями, приведенными в § 1.3 видно, что для приемной и передающей антенн с эллиптической поляризацией согласование по поляризации имеет место, если в направлении облучения равны коэффициенты эллиптичности, одинаковы ориентация эллипсов в пространстве и направление вращения векторов. Последнее условие следует из соотношения (5.17), которое означает, что в единой системе координат, связанной с приемной антенной, направления вращения векторов противоположны. Однако напомним, что направления вращения для каждой из волн определяется всегда по отношению к наблюдателю, смотрящему вслед волне, указанные же направления для приемной и передающей антенн взаимно противоположны. В случае антенн с линейной поляризацией согласование по поляризации имеет место, если совпадают плоскости поляризации (плоскости, проходящие через направление распространения волны и направление вектора $\dot{\vec{E}}$).

Можно показать, что $\dot{\varepsilon}_{экв} = 0$, т.е. прием полностью отсутствует, если при равенстве коэффициентов эллиптичности ориентации эллипсов взаимно ортогональны и направления вращения векторов противоположны. Для линейно поляризованных антенн это соответствует ортогональному расположению плоскостей поляризации.

Преобразуем выражение (5.21) для случая, когда облучающая волна приходит с направления максимального приема. Используя (1.44) и (1.43),

получаем, что $(A_\theta^2 F_\theta^2 + A_\varphi^2 F_\varphi^2)_{max} = D_{max} Z_c^0 P_\Sigma / 2\pi |\dot{I}|^2$, где величины D_{max}, P_Σ и $|\dot{I}|$ соответствуют передающему режиму исследуемой антенны. Считая, что $\dot{I}$ соответствует току на входе антенны, т.е. $\dot{I}_0$ и привлекая соотношение (1.54), находим

$$\varepsilon_{экв}^2 = (\lambda/60\pi)^2 (E^{обл})^2 D_{max} Z_c^0 R_{вх}^{изл} / 4\pi, \qquad (5.22)$$

где $R_{вх}^{изл}$ – составляющая входного сопротивления антенны, работающей в передающем режиме, обусловленная излучением энергии.

Вернемся к (5.15) и найдем условие максимума отношения $R_н / |Z_{вх} + Z_н|^2$. Это условие, как известно из теории электрических цепей [37], имеет вид

$$R_{вх} = R_н, X_{вх} = -X_н \text{ или } Z_{вх} = \overset{*}{Z}_н \qquad (5.23)$$

и называется *условием согласования нагрузки с антенной*.

В предыдущем изложении подразумевалось, что нагрузка (приемник) подсоединяется непосредственно к зажимам антенны. Обычно приемник присоединяется к антенне с помощью фидера. В этом случае под $Z_н$ в формулах (5.23) следует понимать входное сопротивление приемника, пересчитанное по формулам теории длинных линий к клеммам антенны, либо под $Z_{вх}$ – входное сопротивление антенны (в передающем режиме), пересчитанное к клеммам приемника. На практике обычно приемник и антенну стремятся порознь согласовать с фидером[1], т.е. обеспечить условие

$$Z_{вх} = R_{вх} = Z_в, Z_н = R_н = Z_в, \qquad (5.24)$$

где $Z_в$ – волновое сопротивление фидера. При этом условие (5.23) оказывается выполненным автоматически. Оценить влияние рассогласования антенны или приемника с фидером можно, вводя коэффициент отражения, определяемый по формулам, аналогичным (1.57). Так, при наличии рассогласования приемника и фидера мощность, поступающая в приемник, уменьшается в $(1 - |\tilde{\Gamma}|^2)$ раз, где $\tilde{\Gamma}$ – коэффициент отражения от входа приемника. Аналогичные формулы имеют место при рассогласовании антенны с фидером (коэффициент отражения $\tilde{\Gamma}$ от входа антенны при этом измеряется в режиме передачи и учитывает омические потери в антенне). Отметим, что оценка согласования через коэффициент отражения особенно удобна для антенн (например, рупорного типа), которые в отличие от «проволочных» антенн не имеют четко выраженных входных точек, относительно которых вводится понятие $Z_{вх}$.

[1] Подобная ситуация может быть реализована в диапазоне УКВ, а также при профессиональном приеме на декаметровых волнах. Особенности приема в диапазонах СВ, ДВ и СДВ описаны в § 12.5.

При выполнении условия (5.23) или (5.24), согласовании по поляризации и приходе облучающей волны с направления максимального приема

$$P = \left(\frac{\lambda}{60\pi}\right)^2 (E^{обл})^2 \frac{D_{max} Z_c^0 R_{вх}^{изл}}{4\pi \cdot 8 R_{вх}}. \qquad (5.25)$$

С учетом того, что $R_{вх}^{изл}/R_{вх} = \eta$, где η – КПД приемной антенны в передающем режиме, для воздушной среды ($Z_c^0 = 120\pi$ Ом) имеем

$$P = (\lambda/\pi)^2 (E^{обл})^2 D_{max} \eta / 960 = (\lambda/\pi)^2 (E^{обл})^2 G_{max} / 960, \qquad (5.26)$$

причем $G_{max} = D_{max}\eta$ – коэффициент усиления приемной антенны, работающей в передающем режиме.

Формулу (5.26) можно переписать в виде

$$P = \frac{\lambda^2 D_{max}}{4\pi} \frac{(E^{обл})^2}{240\pi} \eta. \qquad (5.27)$$

Тогда с учетом (4.14) и (1.31) будем иметь

$$P = S_д П_{ср}^{обл} \eta, \qquad (5.28)$$

где $S_д$ – действующая (или эффективная) поверхность приемной антенны в передающем режиме; $П_{ср}^{обл}$ – среднее (во времени) значение вектора Пойнтинга облучающей волны. Понятию эффективной поверхности, введенному применительно к передающему режиму (см. § 4.3), можно дать простое физическое толкование непосредственно в приемном режиме как *эффективной поглощающей поверхности*, т.е. площади фронта плоской облучающей волны, из которой извлекает мощность приемная антенна, причем величина этой мощности $P^{изв} = S_д П_{ср}^{обл}$. Тогда, как следует из (5.28), коэффициент η, введенный как КПД антенны в передающем режиме, можно определить в приемном режиме как $\eta = P/P^{изв}$, т.е. как отношение мощности, выделяемой в нагрузке, к мощности, извлекаемой антенной из падающей на нее волны.

В некоторых случаях, например для антенн апертурного типа, величина $S_д$ может быть вычислена непосредственно при анализе приемного режима работы исходя из следующих соображений. Энергия, излучаемая передающей антенной, только частично попадает на апертуру приемной антенны, остальная часть «переливается» мимо нее. Однако и энергия, падающая на апертуру, будет полностью принята антенной только тогда, когда распределение поля в апертуре антенны, возбужденной в передающем режиме, определенным образом соответствует распределению поля, облучающего приемную апертуру. По аналогии с передающим режимом вводится коэффициент использования поверхности апертуры $\nu_а = S_д/S$, который показывает, какая доля

мощности, падающей на раскрыв S принимается антенной в приемном режиме работы. С использованием леммы Лоренца [18] можно показать, что в случае согласования приемной и передающей антенн по поляризации

$$\nu_a = \frac{\left| \int\limits_S \dot{E}^{обл} \dot{E}^{пер} dS \right|^2}{\int\limits_S |\dot{E}^{обл}|^2 dS \int\limits_S |\dot{E}^{пер}|^2 dS},$$

где $\dot{E}^{пер}$ – напряженность электрического поля, создаваемого исследуемой приемной антенной в передающем режиме (считаем, что в этом режиме антенна идеально согласована с питающим трактом). Поскольку согласно неравенству Шварца

$\left| \int\limits_S \dot{E}^{обл} \dot{E}^{пер} dS \right|^2 \le \int\limits_S |\dot{E}^{обл}|^2 dS \int\limits_S |\dot{E}^{пер}|^2 dS$, то очевидно, что значение ν_a не превосходит единицы. Максимальное значение, равное единице, достигается, если выполняется условие $\dot{E}^{обл} = a\dot{E}^{пер}$, где a – постоянная, т.е. $\dot{E}^{пер}$ отличается от $\dot{E}^{обл}$ только знаком фазы при идентичном распределении амплитуд обоих полей в пределах раскрыва S. Поскольку поле $\dot{E}^{обл}$, создаваемое удаленным источником излучения, в пределах раскрыва приемной антенны постоянно по амплитуде, полученное соотношение для ν_a в точности соответствует (4.13).

Простую физическую трактовку непосредственно в приемном режиме работы можно дать и другим параметрам, введенным ранее в передающем режиме. Так, коэффициент направленного действия D_{max} при приеме, согласованном по поляризации, можно трактовать как отношение мощности, поступающей на вход приемника при облучении антенны с направления максимального приема, к средней по всем направлениям мощности, поступающей на вход приемника, если антенну облучать поочередно с разных направлений полем с неизменной амплитудой $E^{обл}$. Коэффициент усиления G_{max} можно трактовать как отношение мощности, поступающей на вход приемника при приеме на данную антенну, к мощности, поступающей на вход приемника при приеме на ненаправленную антенну с КПД, равным единице. При этом предполагается, что обе антенны имеют оптимальное согласование с приемником и согласованы по поляризации с облучающим полем.

Упомянем еще один параметр, введенный ранее применительно к передающему режиму, – действующую длину антенны (см. § 2.2). В приемном режиме действующую длину можно рассматривать как коэффициент пропорциональности между эквивалентной ЭДС приемной антенны и напряженностью поля $E^{обл}$ волны, облучающей антенну с направления максимального приема. В соответствии с (5.21) при согласовании по поляризации

$$l_д = \frac{\lambda}{60\pi} \sqrt{(A_\theta^2 F_\theta^2 + A_\varphi^2 F_\varphi^2)_{max}}. \quad (5.29)$$

Используя (2.7), нетрудно показать, что для симметричного электрического вибратора в приемном режиме при согласовании по поляризации

$$l_д = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos kl}{\sin kl}, \quad (5.30)$$

т.е. соответствует численному значению $l_д$ в передающем режиме (2.12).

Литература: *основная* [*2, 49*], *дополнительная* [*34*].

Контрольные вопросы

1. Что понимается под ДН антенны в приемном режиме работ?
2. Какова связь ДН антенны в приемном режиме с диаграммой направленности этой же антенны в передающем режиме работы? Когда эти ДН полностью совпадают?
3. Поясните механизм процесса приема на примере СЭВ.
4. Сформулируйте принцип взаимности применительно к линейному пассивному четырехполюснику.
5. Пусть СЭВ – передающая антенна, СЩВ – приемная антенна. Как следует расположить эти антенны относительно друг друга для выделения максимальной мощности в нагрузке приемной антенны?
6. Поясните, какими процессами сопровождается извлечение энергии приемной антенны из падающей на нее волны.
7. Изобразите эквивалентную схему приемной антенны, используемую для расчета поглощаемой мощности. От каких факторов зависит величина эквивалентной ЭДС?
8. Сформулируйте условия согласования приемной антенны с нагрузкой при наличии соединительного фидера.
9. Каков физический смысл эффективной поверхности приемной антенны?
10. Перечислите все необходимые условия согласования передающей и приемной антенн по поляризации. На чем сказывается невыполнение этих условий?
11. При каких условиях, связанных с поляризацией, может полностью отсутствовать связь между передающей и приемной антеннами?
12.* Для осуществления связи с подвижными объектами при отсутствии их стабилизации в пространстве стремятся использовать антенны с вращающейся поляризацией поля излучения. Каковы недостатки этого метода, если передающая антенна имеет круговую поляризацию в направлении приемной антенны, а приемная – линейную?
13.* Дайте определения КНД, КУ и КПД антенны в приемном режиме работы (при условии согласования с передающей антенной по поляризации).
14. Каков смысл действующей длины приемной антенны?

Глава 6. ПРОСТЫЕ ВИБРАТОРНЫЕ И ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ УКВ ДИАПАЗОНА

6.1. Особенности антенн УКВ диапазона

Ультракороткие волны (УКВ) широко используются в радиосвязи, радиовещании и других областях современной радиотехники. Метровые волны применяются, в частности, для телевидения и радиовещания. Дециметровые и сантиметровые волны широко используются для радиорелейной многоканальной связи, радиосвязи с космическими объектами, связи с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ), применяемых в качестве ретрансляторов, а 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 (см. 20.1.2). Для увеличения расстояния прямой видимости антенны приходится поднимать на большую высоту, что заставляет предъявлять повышенные требования к механическим характеристикам антенн, прежде всего к прочности, массе, парусности. Повышенные требования предъявляются также к конструкциям наземных антенн для космической связи и радиолокационным антеннам, которые в процессе эксплуатации необходимо поворачивать для слежения за ИСЗ или целью. Целый ряд специфических требований предъявляется 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 реализовывать высокую направленность 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, большая электрическая прочность и высокая степень согласования с питающим трактом.

6.2. Возбуждение симметричных вибраторов симметричной линией. Разновидности простых вибраторных антенн

Возбуждение (питание) симметричных вибраторов может осуществляться как симметричной, так и несимметричной линией. Наиболее просто осуществляется питание вибраторов с помощью симметричной линии, проводники которой подсоединяются непосредственно к плечам вибратора (рис. 6.1). 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 сопротивлением). Форма поперечного сечения может быть различной: круглой, прямоугольной, треугольной и т. д. Для уменьшения шунтирующего действия емкости между торцами плеч вибратора поперечное сечение вибраторов постепенно уменьшается к точкам питания. Крепление вибраторов может осуществляться с помощью метал-

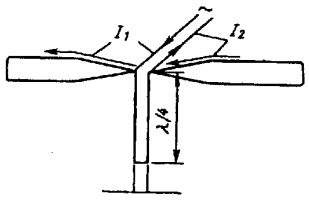


Рис. 6.1

лического «изолятора», представляющего собой замкнутый отрезок симметричной линии длиной λ/4 (см. рис. 6.1). Входное сопротивление такой линии весьма велико и не оказывает шунтирующего действия на линию питания.

Длина вибратора определяется требованиями к его ДН и согласованию вибратора с питающей линией. Для получения высокого коэффициента бегущей волны (КБВ) в питающей линии необходимо, чтобы входное сопротивление вибратора было чисто активным (условие резонанса) и близким к волновому сопротивлению линии $Z_в$, которое в диапазоне УКВ составляет примерно 200…500 Ом. Для сравнительно тонких вибраторов условие резонанса выполняется при длине вибратора, близкой к 0,5λ или 1,0λ. Однако в первом случае $R_{вх}$ оказывается существенно меньше, а во втором случае – существенно больше $Z_в$ (см. § 2.3). Обеспечить хорошее согласование симметричного вибратора с питающей линией можно, если вибратор выполнить по петлевой схеме, предложенной А. А. Пистолькорсом (так называемый шлейф-вибратор, рис. 6.2, *а*). Вибратор состоит из двух параллельных проводов, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга (d/λ = = 1/20...1/40). Концы проводов замкнуты накоротко, длина вибратора выбирается равной примерно λ/2.

Распределение тока в петлевом вибраторе в первом приближении совпадает с распределением тока в эквивалентной короткозамкнутой двухпроводной линии, переход к которой показан на рис. 6.2, *б*. Провода петлевого вибратора возбуждаются в фазе. Ввиду малости расстояния между проводами при расчете поля излучения петлевого вибратора его можно заменить обычным полуволновым симметрич-

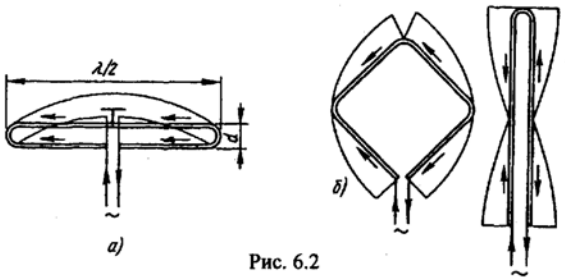


Рис. 6.2

ным вибратором, ток в котором равен $I = 2\dot{I}_ш$, где $\dot{I}_ш$ – 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 входного сопротивления шлейф-вибратора $R_{вх.ш}$ можно найти, приравняв мощности излучения петлевого вибратора и симметричного вибратора с током $I = 2\dot{I}_ш$: $|\dot{I}_ш|^2 R_{вх.ш}/2 = |2\dot{I}_ш|^2 R_{вх}/2$, где $R_{вх}$ – активное входное сопротивление симметричного полуволнового вибратора. Отсюда $R_{вх.ш} = 4R_{вх} \approx 4 \cdot 73 = 292$ 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 λ/2. Если питание шлейф-вибратора осуществлять типовым симметричным фидером с $Z_в = 300$ Ом, то КБВ в фидере будет близок к единице.

Указанная величина $R_{вх.ш}$ соответствует петлевому вибратору с одинаковым диаметром верхнего и нижнего проводов ($d_2 = d_1$) При неодинаковых диаметрах проводов входное сопротивление отличается от указанного. Диапазонные свойства петлевого вибратора зависят от отношения d_2/d_1 и абсолютной толщины проводов. Крепление шлейф-вибратора к опоре можно осуществить с помощью металлического стержня, подсоединенного к середине верхнего провода (см. рис. 6.2, *а*). Так как в центре этого провода имеет место узел напряженности электрического поля, то наличие стержня практически не влияет на работу вибратора.

Петлевые вибраторы широко применяются в диапазонах метровых и дециметровых волн (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. 6.3, *а*). Шунт 3–7–4 одновременно выполняет функции крепления. Упрощенная эквивалентная схема антенны представлена на рис. 6.3,*б*. При соответствующем подборе геометрических размеров вибратора и шунта реактивная составляющая

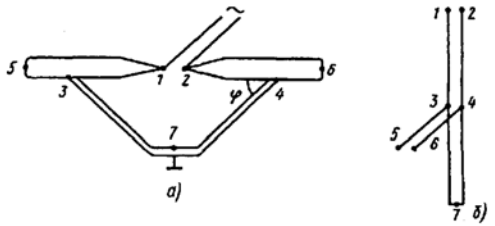


Рис. 6.3

разомкнутого отрезка эквивалентной линии 3–5–6–4 компенсируется реактивным входным сопротивлением замкнутого отрезка 3–7–4. При этом удается получить удовлетворительное согласование (КБВ ≥ 0,3) примерно в пятикратном диапазоне волн ($0{,}15 \le l/\lambda \le 0{,}65$). Угол φ (см. рис. 6.3, *а*) обычно не превосходит 45°, причем с увеличением этого угла возрастает неравномерность ДН в *H*-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. 6.4). При расчете волнового сопротивления $Z_в$ диполя Надененко его можно заменить сплошным цилиндром с эквивалентным диаметром $d_{экв} = d\sqrt[n]{n\delta/d}$, где n – число проводов (обычно $n = 6...8$); δ – диаметр проводов; d – диаметр диполя Надененко. Питание диполя Надененко целесообразно осуществлять фидером с волновым сопротивлением $Z_в = 300$ Ом. При этом в диапазоне $0{,}25 \le l/\lambda \le 0{,}63$ значение КБВ не падает ниже 0,3. Улучшение согласования может быть достигнуто применением проволочного варианта шунтового питания.

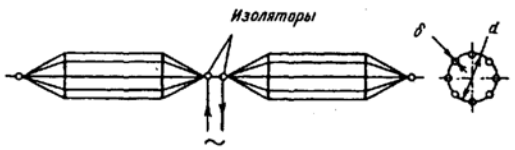


Рис. 6.4

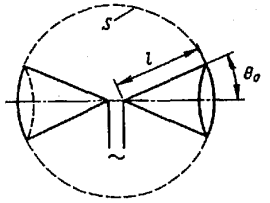


Рис. 6.5

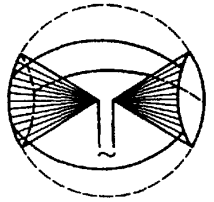


Рис. 6.6

Весьма широкополосны, причем не только по входному сопротивлению, но и по направленным свойствам, биконические антенны (рис. 6.5). При малых θ_0 входное сопротивление биконических антенн, как и тонких цилиндрических вибраторов, резко зависит от частоты. При увеличении θ_0 зависимость от частоты сглаживается, активное входное сопротивление колеблется вокруг величины $Z_в = 120\ln\mathrm{ctg}(\theta_0/2)$, где $Z_в$ – волновое сопротивление бесконечной биконической линии, реактивное сопротивление колеблется относительно нулевого значения. Удовлетворительное согласование с питающим фидером достигается практически в полубесконечной полосе частот, начиная с некоторой граничной частоты $f = f_{гр}$.

Улучшить степень согласования и снизить $f_{гр}$ (что эквивалентно уменьшению длины антенны l при данной частоте f) можно, применяя согласующие устройства типа шунтов, расположенных непосредственно в апертуре вибратора S (рис. 6.6). Подобные шунты эквивалентны индуктивным штырям в регулярных линиях передачи, например, в прямоугольном волноводе, однако помимо реактивности вносят некоторе активное сопротивление за счет излучения протекающих по ним токов.

К числу широкополосных антенн относятся также плоские вибраторы с плечами треугольной формы. Если угол при вершине равен 90°, подобные вибраторы называют *самодополнительными*, поскольку конфигурация щелевой части антенны полностью соответствует форме проводящей части.

Реально антенну из плоских конусов выполняют по схеме, изображенной на рис. 6.7, *а*. Металлические шунты, замыкающие края конусов, играют такую же роль, как в рассмотренной выше схеме бико-

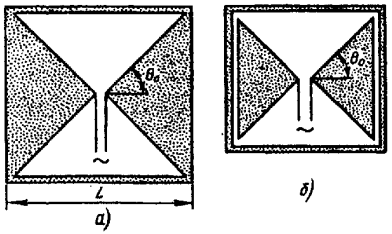


Рис. 6.7

нической антенны. Угол θ_0 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. 6.7, *а*), необходимая для удовлетворительного согласования на граничной частоте, несколько превышает длину биконических антенн ($0{,}3\lambda_{max}$ и $0{,}2\lambda_{max}$ соответственно). Для уменьшения длины плоских вибраторов без ухудшения уровня согласования подключение шунтов можно выполнять по схеме, изображенной на рис. 6.7, *б*. Роль дополнительного согласующего элемента здесь играет емкостное сопротивление, значение которого определяется зазором между торцами вибратора и металлической перемычкой, соединяющей шунты, и поперечными размерами перемычки.

6.3. 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. 6.8) ток $\dot{I}_1$, текущий по внутреннему проводнику, равен току в правом плече вибратора. Ток $\dot{I}_2$, текущий по внутренней поверхности экрана, разделяется на два тока: $\dot{I}_2'$ (течет по левому плечу вибратора) и $\dot{I}_2''$ (течет по внешней поверхности оболочки кабеля). Так как $\dot{I}_2' \neq \dot{I}_1$, то плечи вибратора возбуждаются неодинаковыми по амплитуде и фазе токами, что искажает ДН вибратора. Кроме того, излучение, обусловленное током $\dot{I}_2''$, создает дополнительное

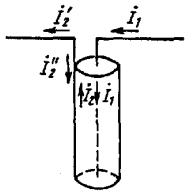


Рис. 6.8

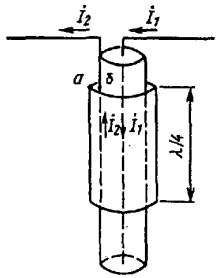


Рис. 6.9

искажение ДН. Поэтому питание симметричных вибраторов несимметричным кабелем должно осуществляться с помощью специальных симметрирующих устройств.

Рассмотрим симметрирующее устройство типа «стакан», схема которого приведена на рис. 6.9. Полый металлический цилиндр (стакан), имеющий длину λ/4, соединен накоротко с внешней поверхностью питающего фидера и образует с ней коаксиальную линию. Входное сопротивление этой линии в точках *ab* очень велико (при прочих равных условиях увеличивается с ростом отношения диаметра стакана и внешнего диаметра фидера), вследствие чего ток $\dot{I}_2$, текущий по внутренней поверхности экрана, почти целиком переходит на плечо вибратора. Таким образом, металлический стакан играет роль изолятора, препятствующего ответвлению тока $\dot{I}_2$ на внешнюю поверхность питающего фидера.

Другим типом симметрирующего устройства является устройство типа «*U*-колено» (рис. 6.10). Ток $\dot{I}$, текущий по внутреннему проводнику основного кабеля, идущего от генератора, разделяется в точке 0 на две равные части, которые поступают на плечи вибратора, причем путь *ac* отличается от пути *abd* на $\lambda_в/2$ (где $\lambda_в$ – длина волны в кабеле). Так как в длинной линии на пути $\lambda_в/2$ фаза тока меняется на обратную, то токи в точках *c* и *d* оказываются в противофазе. При этом плечи

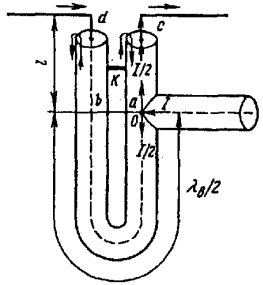


Рис. 6.10

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 чего необходимо внешние поверхности соединить короткозамыкателем *K*. Обычно короткозамыкатель помещают вблизи точек *c* и *d*. Размер *l* (см. рис. 6.10) 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 $\lambda_в/4$. Симметрирующее устройство типа «*U*-колено», как и устройство типа «стакан», является узкополосным.

На рис. 6.11 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 *K* 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 *T*, не пересекают линии тока проводимости на внутренней поверхности оболочки и поэтому волной типа *T* не возбуждаются. При наличии короткозамыкателя *K* ток, протекающий по нему, возбуждает в кабеле отраженную волну типа *T* и отраженные волны высших типов, в первую очередь волну типа H_{11} коаксиальной линии. Поскольку размеры кабеля ниже критических для данного типа волны, то она не распространяется. Однако поперечные токи $I_{H_{11}}$, наводимые этой волной на внутренней поверхности оболочки, возбуждают щели, причем напряжения в щелях $U_щ$ синфазны (см. рис. 6.11).

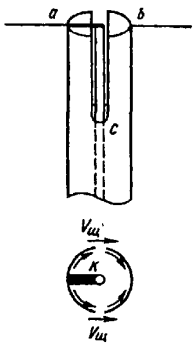


Рис. 6.11

Двухпроводная линия, образованная двумя частями разрезанной оболочки, возбуждается в режиме *T*-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 $Z_в$) 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 $R_{вх} \neq Z_в$, то применяют четвертьволновой согласующий трансформатор с волновым сопротивлением $Z_{в.тр} = \sqrt{R_{вх} Z_в}$, причем реализуют трансформатор обычно соответствующим изменением диаметра внутреннего проводника коаксиального кабеля на длине $\lambda/4$ вблизи точек питания.

Для питания симметричных вибраторов также широко используются устройства с симметрирующей приставкой (рис. 6.12, *а*). 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 $\dot{I}_1''$ и $\dot{I}_2''$, ответвляющихся как с внутреннего проводника кабеля, так и с внутренней поверхности его оболочки, оболочка кабеля соединяется с дополнительным проводником короткозамыкателем *K*. В результате равными получаются и токи $\dot{I}_1'$, $\dot{I}_2'$, возбуждающие плечи вибратора. Внешнюю поверхность оболочки кабеля и проводник, по которым протекают токи $\dot{I}_1''$ и $\dot{I}_2''$, можно рассматривать как двухпроводную линию с волновым сопротивлением $Z_{вкз}$. Так как направление токов $\dot{I}_1''$ и $\dot{I}_2''$ противоположно, то они практически не излучают.

Эквивалентная схема устройства приведена на рис. 6.12,*б*. При длине линии *l*, равной $\lambda/4$, входное сопротивление ее очень велико и не шунтирует вибратор, т.е. линия играет роль металлического изолятора, к которому крепят плечи вибратора. Если входное сопротивление вибратора $R_{вх}$ равняется волновому сопротивлению $Z_в$ коаксиальной линии, то схема оказывается согласованной (при $R_{вх} \neq Z_в$ можно использо-

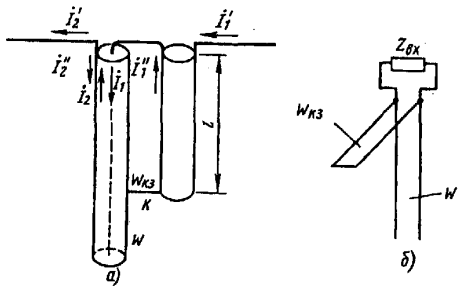


Рис. 6.12

вать 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.

В заключение отметим, что рассмотренные устройства применимы для питания не только симметричных вибраторов с помощью коаксиальных линий, но и других типов антенн с симметричным входом.

6.4. Излучение вибраторов, расположенных вблизи идеально проводящей плоскости. Несимметричные вибраторы

В предыдущих разделах рассматривалось излучение антенн, расположенных в свободном пространстве. В реальных условиях антенны устанавливаются вблизи поверхности Земли, на крышах зданий, вблизи корпуса несущего их объекта (самолета, корабля, космического аппарата и т.п). Под действием электромагнитного поля, создаваемого антенной, в окружающих телах наводятся так называемые *вторичные токи* (токи проводимости и токи смещения), излучение которых существенно изменяет ДН антенны и ее входное сопротивление.

Антенны УКВ обычно располагают вблизи металлических тел с высокой проводимостью, что позволяет при теоретическом расчете заменить их идеально проводящими телами. Рассмотрим простейший случай, когда вибраторы находятся над бесконечной плоской идеально проводящей поверхностью. Для расчета поля излучения может быть использован метод зеркальных отражений. Суть метода заключается в том, что металлическая плоскость из рассмотрения исключается, а действие вторичных токов, обеспечивающих выполнение граничного условия $\dot{E}_\tau = 0$ (где $\dot{E}_\tau$ – касательная составляющая полного поля) на проводящей плоскости, заменяется излучением фиктивного вибратора, являющегося зеркальным изображением реального излучателя. Параметры фиктивного вибратора должны обеспечивать выполнение указанного выше условия $\dot{E}_\tau = 0$ в точках расположения плоскости. В этом случае на основании теоремы единственности [18] можно утверждать, что решения обеих задач (в верхнем полупространстве) идентичны.

Рассмотрим два варианта расположения вибраторов – вертикально и горизонтально по отношению к проводящей плоскости. Нетрудно показать, что для удовлетворения граничного условия $\dot{E}_\tau = 0$ ток в фиктивном вибраторе должен быть равен по амплитуде току в реальном вибраторе и совпадать с ним по фазе при вертикальном вибраторе, а при горизонтальном вибраторе быть в противофазе (иметь противоположное направление). В этом легко убедиться, рассматривая рис. 6.13, где на примере элементарных электрических вибраторов показаны токи в реальном ($\dot{I}_{рв}$) и фиктивном ($\dot{I}_{фв}$) вибраторах и создаваемые ими векторы электрического поля $\vec{E}_{рв}$ и $\vec{E}_{фв}$ в произвольной точке на плоскости (считаем, что точка находится в дальней зоне ЭЭВ, где отлична от нуля только одна составляющая поля, перпендикулярная направлению в точку наблюдения). Приведенные рассуждения остаются справедливыми и для более сложных антенн, в том числе расположенных наклонно к поверхности, токи в которых могут быть представлены в виде суммы элементарных излучателей, имеющих в общем случае вертикальные и горизонтальные компоненты.

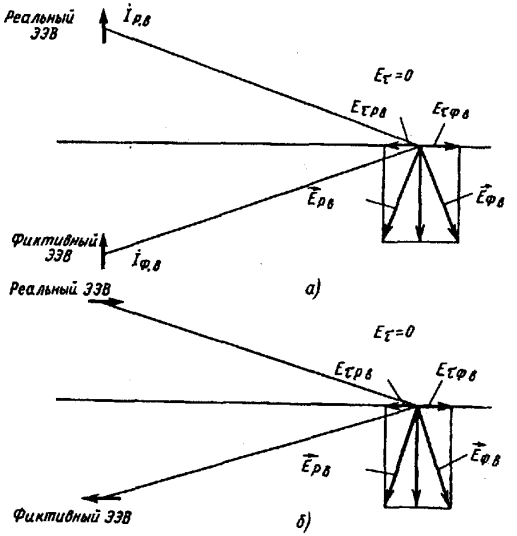


Рис. 6.13

Полученные амплитудно-фазовые соотношения между токами в реальном и фиктивном вибраторах позволяют утверждать, что излучение вертикального вибратора при любой высоте подвеса будет иметь максимум вдоль бесконечной плоскости, для горизонтального вибратора излучение вдоль плоскости всегда отсутствует. Зависимость формы ДН от высоты подвеса антенны может быть проанализирована с помощью формул, полученных в теории антенных решеток. Проиллюстрируем это на примере горизонтального вибратора с длиной плеча $l = 0{,}25\lambda$, расположенного на высоте $h = 0{,}25\lambda$. Множитель системы $\widetilde{F}_c$ может быть рассчитан по формуле (3.5) с учетом того, что $N = 2$, $\psi = \pi$. Результирующую ДН найдем, умножая $\widetilde{F}_c$ на ДН вибратора $\widetilde{F}_0$, имеющую в плоскости H форму окружности, в плоскости E – форму, близкую к «восьмерке». Окончательные результаты представлены на рис. 6.14.

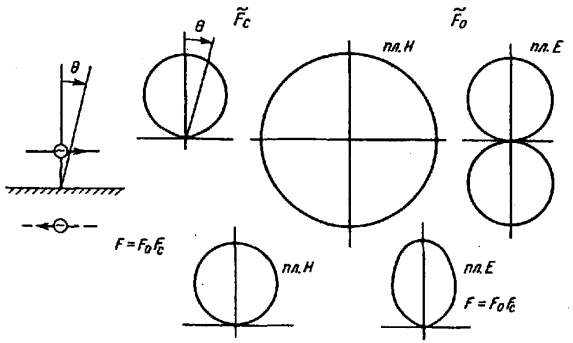


Рис. 6.14

Найденные диаграммы достаточно близки соответствующим ДН вибратора с параллельным ему экраном конечных размеров (рис. 6.15), применяемым на практике для формирования однонаправленного излучения. Экран располагается на расстоянии $0{,}25\lambda$ от вибратора. Из-за конечных размеров экрана и затекания токов на обратную сторону экрана излучение в заднее полупространство устраняется не полностью; появляется также некоторое излучение вдоль экрана.

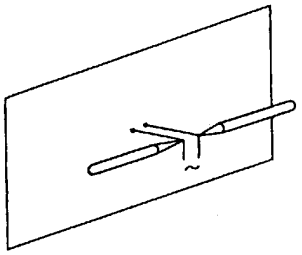


Рис. 6.15

Широкое распространение получили несимметричные вибраторы над экраном. Любую из рассмотренных выше симметричных вибраторных антенн можно превратить в несимметричную, если использовать только одно плечо вибратора, располагая его перпендикулярно проводящей поверхности и подсоединяя один зажим генератора к вибратору, другой – к металлической плоскости (рис. 6.16, *а*). В качестве проводящей плоскости может быть использован металлический корпус автомобиля, самолета, корабля и т. д. или специальный экран. Возбуждение осуществляется обычно с помощью коаксиального кабеля.

Расчет направленных свойств несимметричных вибраторов при бесконечном экране также можно произвести методом зеркальных изображений, переходя при определении поля в верхнем полупространстве от несимметричного вибратора с длиной плеча, равной l, к СЭВ с такой же длиной плеча (рис. 6.16, *а*). При этом ДН несимметричного вибратора соответствует верхней половине ДН СЭВ (рис. 6.16, *б*). Конечность экрана приводит к отклонению максимума излучения от его плоскости и появлению излучения в заднем полупространстве.

Для несимметричных вибраторов достаточно просто можно рассчитать входное сопротивление. Поскольку мощность излучения несимметричного вибратора в 2 раза меньше мощности, излучаемой СЭВ при том же токе на входе (интегрирование вектора Пойнтинга осуществляется здесь только по верхней полусфере), то, как видно из (1.53),

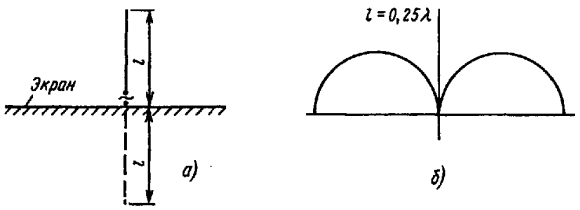


Рис. 6.16

значение $R_{вх}$ несимметричного вибратора в 2 раза меньше, чем $R_{вх}$ СЭВ, при той же длине плеча. Это же относится и к реактивной части $Z_{вх}$.

Рассмотрим некоторые варианты несимметричных антенн. Простейшая несимметричная вибраторная антенна (штыревая антенна) представлена на рис. 6.17, *а*. Высота антенны выбирается около λ/4. При подстройке антенны в резонанс входное сопротивление чисто активно и близко к 36 Ом, что позволяет без специальных согласующих устройств осуществить питание коаксиальным кабелем с $Z_в = 50$ Ом. Для уменьшения высоты антенны при сохранении удовлетворительного согласования вибратор иногда выполняют проводом, навитым по спирали.

На рис. 6.17, *б* изображен вариант несимметричного петлевого вибратора, снабженного перемычкой для настройки. Преимуществом антенны в конструктивном отношении является возможность непосредственного крепления ее к экрану. Вариант этой же антенны, показанный на рис. 6.17,*в*, позволяет увеличивать действующую высоту антенны при малых вертикальных размерах за счет более равномерного распределения тока на вертикальной части антенны (подробнее см. § 12.3). В несимметричном варианте используются также широкополосные конические вибраторы, в частности плоские вибраторы с шунтами (рис. 6.17, *г*).

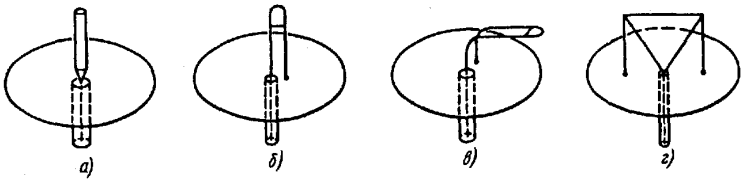


Рис. 6.17

В отдельных случаях экран антенны может быть выполнен в виде системы радиальных штырей длиной около λ/4 (рис. 6.18). В диапазоне УКВ широко применяются несимметричные дискоконусные антенны, представляющие собой конический излучатель с экраном малого радиуса (диском). Питание к антенне подводится коаксиальным кабелем со стороны конуса, причем центральный проводник подсоединяется к диску, а оболочка – к конусу (рис. 6.19). Угол 2ψ выбирается равным 30...60°. Антенна работает в широком диапазоне частот, причем на нижней части диапазона длина образующей конуса должна быть несколько больше λ/4. Диаметр диска $d \approx 0{,}7D$, где D – диаметр основания конуса. Диаграмма направленности имеет ненаправленную форму в горизонтальной плоскости. В вертикальной плоскости максимум излучения отклоняется в сторону конуса, причем тем сильнее, чем выше частота колебаний.

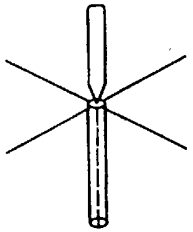


Рис. 6.18

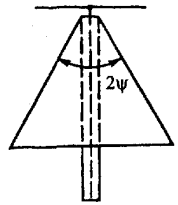


Рис. 6.19

6.5. Активные вибраторные антенны

Важной проблемой при разработке практических конструкций вибраторных антенн является уменьшение их размеров. Известно, что КНД слабонаправленных антенн достаточно малых размеров почти не уменьшается при их дальнейшем уменьшении (так, КНД симметричного вибратора при уменьшении длины плеча от $l = 0{,}25\lambda$ почти до нуля изменяется от 1,64 до 1,5). Однако при уменьшении длины обычного вибратора резко уменьшается активная и увеличивается реактивная составляющие входного сопротивления. Попытка согласовать такую антенну с фидером или со входом приемника с помощью пассивного четырехполюсника из реактивных элементов не дает требуемых результатов даже в весьма узкой полосе частот из-за уменьшения КПД.

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 являются

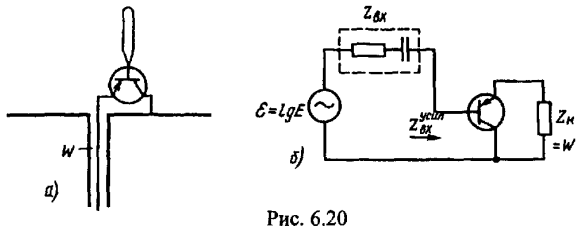


Рис. 6.20

невзаимными устройствами и обычно применяются в приемном режиме.

Рассмотрим в качестве примера несимметричный вибратор (рис. 6.20, *а*), на входе которого подключен широкополосный транзисторный усилитель, собранный по схеме с общим коллектором (цепи питания транзистора на рисунке не показаны), эквивалентная схема устройства приведена на рис. 6.20, *б*. При длине плеча вибратора $l < 0{,}25\lambda_{min}$ величина эквивалентной ЭДС $\varepsilon_{экв} = l_д E^{обл}$ (где $E^{обл}$ – напряженность облучающего поля) практически не меняется при изменении частоты колебаний из-за постоянства действующей длины $l_д$ (см. § 2.2). В отличие от обычного принятого в пассивных приемных антеннах (см. § 5.3) режима комплексно-сопряженного согласования входного сопротивления антенны $Z_{вх}$ и входного сопротивления усилителя $Z_{вх}^{усил}(Z_{вх} = \overset{*}{Z}_{вх}^{усил})$ в данной схеме выбирается режим $|Z_{вх}^{усил}| >> |Z_{вх}|$. Такой рассогласованный режим обеспечивает практически неизменное значение напряжения на входе усилителя, несмотря на изменение входного сопротивления антенны в процессе работы [15]. Соответственно обеспечивается частотная независимость напряжения на нагрузке усилителя, если коэффициент передачи по напряжению при изменении частоты остается постоянным. Поскольку указанное свойство сохраняется независимо от изменения $Z_{вх}$, то длину вибратора также можно уменьшить до требуемых, достаточно малых размеров. При этом уменьшение величины 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.

6.6. Щелевые резонансные антенны

Щелевые антенны в отличие от вибраторных являются невыступающими, поэтому не нарушают аэродинамику объектов, на которых они установлены. Подобное преимущество обуславливает, в частности, широкое применение их на самолетах, ракетах и других передвижных объектах. Однако, поскольку прорезание щели в корпусе объекта ослабляет прочность конструкции, щелевые антенны (в обычном исполнении) используют главным 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. 6.21). Длина резонатора для устранения шунтирования щели выбирается равной $\lambda_в/4$, где $\lambda_в$ соответствует длине волны H_{10} в прямоугольном волноводе с размерами $a \times b$ (рис. 6.21). Упрощенно резонатор можно представить в виде закороченной на конце двухпроводной линии, которая при длине $\lambda_в/4$ обладает бесконечным входным сопротивлением. Щель возбуждается коаксиальным кабелем. Для лучшего согласования щели (входное сопротивление которой при длине, равной $\lambda/2$, составляет примерно 1000 Ом) точки питания целесообразно располагать не в центре щели, а ближе к одному из ее концов.

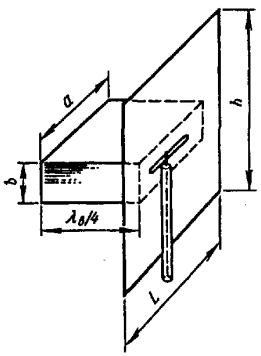


Рис. 6.21

Металлические поверхности, в которых прорезаны щели, имеют ограниченные размеры, поэтому в общем случае формулы, полученные для расчета ДН на основе принципа двойственности (см. § 2.5), неприменимы. В плоскости *H* (параллельной оси щели) ДН мало зависит от размеров экрана (поскольку щель не излучает вдоль оси) и в первом приближении остается такой же, как для бесконечного экрана. Сказанное относится и к ще-

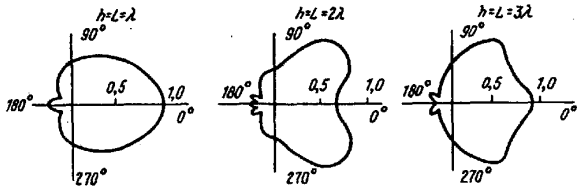


Рис. 6.22

левым антеннам на металлических поверхностях другой формы. Для расчета ДН в плоскости *E* необходимо использовать строгие методы, основанные на решении соответствующих задач дифракции [33]. Влияние размеров плоского экрана на ДН в плоскости *E* иллюстрируется на рис. 6.22.

***Литература**: основная [2, 34, 49], дополнительная [7, 15, 18, 33].*

Контрольные вопросы

1. Изобразите распределение тока в шлейф-вибраторе Пистолькорса. Объясните, почему ДН этого излучателя совпадает с ДН обычного СЭВ такой же длины.

2. Какие преимущества имеют вибраторы большого поперечного сечения?

3. Почему вибраторные антенны можно выполнять в виде полых цилиндров (трубок)?

4. Что представляет собой металлический изолятор? Как объяснить принцип его работы?

5. Поясните необходимость использования симметрирующих устройств для питания СЭВ.

6. Объясните принцип работы симметрирующего устройства типа «*U*-колено». Из каких соображений выбирается размер *l* (см. рис. 6.10)?

7.* Что понимается под самодополнительными антеннами в теории вибраторов? Каковы особенности электрических характеристик подобных антенн?

8. Поясните, почему ток в зеркальном изображении вибратора, расположенного над идеальной проводящей поверхностью, синфазен току в реальном вибраторе, если он ориентирован нормально к поверхности, и находится в противофазе, если реальный вибратор параллелен поверхности.

9. Изобразите примерный вид ДН горизонтального вибратора над бесконечным идеально проводящим экраном. Длина плеча вибратора $l = 0{,}25\lambda$, высота $h = 0{,}25\lambda$. Как сказывается на ДН конечность размеров экрана?

10. Изобразите примерный вид ДН несимметричного заземленного вибратора, расположенного над бесконечной идеально проводящей поверхностью. Длина плеча $0{,}25\lambda$. Как сказывается на ДН конечность размеров экрана?

11. Поясните, почему входное сопротивление несимметричного заземленного вибратора отличается в 2 раза от $Z_{вх}$ симметричного вибратора с такой же длиной плеча.

12*. Каким образом достигается постоянство напряжения на входе усилителя в активных вибраторных антеннах?

13. Каковы основные преимущества щелевых антенн? Как достигается однонаправленное излучение этих антенн?

14. Как сказывается ограничение размеров экрана ДН щелевых антенн?

Глава 7. АНТЕННЫ ПОПЕРЕЧНОГО И ОСЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ УКВ ДИАПАЗОНА

7.1. Синфазные вибраторные антенные решетки

Общая теория синфазных решеток была рассмотрена в гл. 3. В этой главе рассматривается устройство синфазных вибраторных антенн, применяемых для создания направленного излучения в метровом и дециметровом диапазонах волн.

Существует несколько модификаций схем питания вибраторов: последовательного питания, параллельного питания и их комбинации. Наиболее простой является схема, изображенная на рис. 7.1, *а*, в которой вертикальные группы вибраторов питаются последовательно, но соединяются между собой параллельно на входе антенны. Вибраторы вертикальной группы подсоединяются к вертикальной двухпроводной линии. Поскольку напряжение 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, анало-

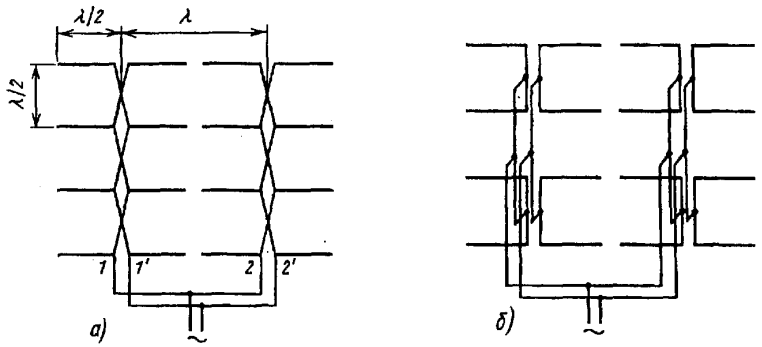


Рис. 7.1

гичной (3.47). Поскольку вибраторы подсоединяются к фидеру через $\lambda/2$, входные сопротивления вибраторов пересчитываются к началу линии (точки *1–1'* и *2–2'*, рис. 7.1, *а*), так что оказываются включенными параллельно. Для того, чтобы результирующее активное сопротивление было соизмеримым с волновым сопротивлением фидера (реактивная компонента сопротивления устраняется благодаря настройке вибраторов в резонанс), необходимо, чтобы входное сопротивление вибраторов было велико. Это достигается выбором длины плеча вибраторов, близкой к $\lambda/2$, при которой собственное входное сопротивление вибратора весьма значительно (см. § 2.3). Распределение амплитуд токов, возбуждающих вибраторы вертикальной группы в схеме, изображенной на рис. 7.1, *а*, близко к равномерному. Для сужения ДН в горизонтальной плоскости число вертикальных групп вибраторов может быть увеличено. Неравномерное амплитудное распределение (для уменьшения уровня боковых лепестков) в горизонтальной плоскости может быть обеспечено 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. § 6.3).

Недостатком описанной схемы является ее узкополосность, поскольку синфазность питания резко нарушается при отходе рабочей частоты от расчетной, при этом нарушается и амплитудное распределение в вибраторах вертикальной группы.

Значительно более широкополосной является схема, изображенная на рис. 7.1, *б*. Синфазность питания здесь достигается на любой частоте, поскольку расстояния от входа антенны до любого вибратора одинаковы. Число этажей и число вибраторов в этаже должно быть равно 2^n, где $n = 1, 2, 3 \ldots$ Подобная схема питания значительно сложнее предыдущей, особенно при большом числе вибраторов.

Удовлетворительные результаты могут быть достигнуты при использовании более простой комбинированной схемы питания (рис. 7.2), 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

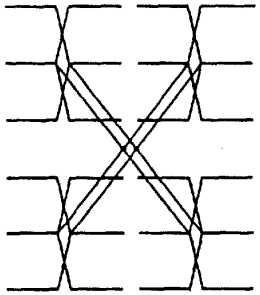


Рис. 7.2

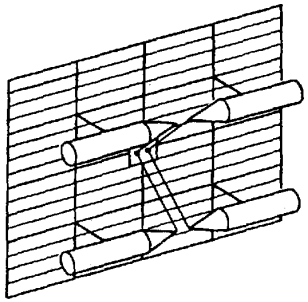


Рис. 7.3

направленность излучения в *E*-плоскости (плоскости, параллельной осям вибраторов) определяется числом вибраторов в одном этаже, а в *H*-плоскости (плоскости, перпендикулярной осям вибраторов) – числом этажей. Однонаправленность излучения достигается применением экранов (рефлекторов), отстоящих от активного полотна на расстоянии примерно $\lambda/4$. Рефлектор в диапазоне УКВ выполняется обычно либо сплошным, либо из проводов, параллельных вибраторам, натянутых на жесткой раме. Крепление вибраторов к экрану (рис. 7.3) осуществляется с помощью металлических стержней, подсоединяемых к середине плеч вибраторов (в точке узла напряжения) и не оказывающих поэтому влияния на их работу.

Формулы для расчета множителя системы синфазной вибраторной решетки приведены в § 3.8.

7.2. Антенны в печатном исполнении

Применение в диапазоне УКВ наряду с двухпроводными коаксиальными линиями и волноводами полосковых линий передачи привело к созданию специальных полосковых антенн, выполняемых методом печатных схем. Основным 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 количество разновидностей печатных антенн [19, 43]. Наибольшее распространение получили печатные излучатели резонансного типа, представляющие собой пластину, расположенную над металлическим экраном на диэлектрической подложке и возбуждаемую коаксиальной или полосковой линией. Примером печатного излучателя резонансного типа является антенна, изображенная на рис. 7.4, *а*. Антенна возбуждается несимметричной полосковой линией, расположенной с той же стороны экрана, что и антенна. Излучение антенны определяется электрическими токами, текущими по поверхности пластины и экрана, а также токами смещения в диэлектрической подложке. Определение структуры этих токов представляет собой весьма сложную электродинамическую задачу. По этой причине на практике используется более простая расчетная модель, согласно которой поле, созданное антенной, рассматривается как излучение магнитного тока, протекающего в щели между краем пластины и экраном перпендикулярно линиям электрического поля. Плотность магнитного тока определяется известным соотношением $\dot{J}_м = [\vec{n}_0 \dot{\vec{E}}]$, где $\vec{n}_0$ – внешняя нормаль к щели. При расчете тока исходят из предположения, что структура поля между пластиной и экраном близка к структуре поля в объемном резонаторе с колебанием низшего типа E_{010}, имеющим продольную компоненту E_z с одной вариацией вдоль оси y.

На рис. 7.4, *б* показано распределение магнитного тока в антенне исходя из резонаторного подхода к полосковой антенне. Излучение формируется в основном щелями I и II, токи в которых, равномерно распределенные по длине, синфазны друг другу и образуют максимум

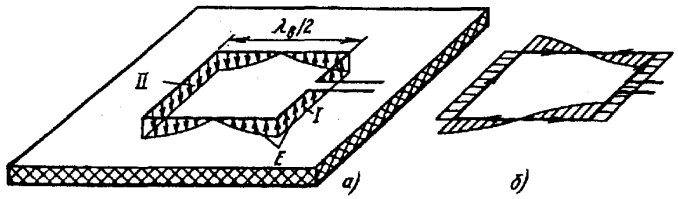


Рис. 7.4

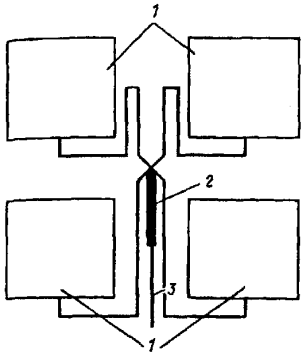


Рис. 7.5

излучения вдоль нормали к экрану. Излучение остальных щелей можно практически не учитывать ввиду противоположного направления текущих в них токов (см. рис. 7.4, *б*).

Возбуждение синфазных решеток из печатных излучателей может осуществляться аналогично схемам, изображенным на рис. 7.1 и 7.2. Для реализации на полосковых линиях передачи особенно удобны схемы разветвленного типа (фрагмент одной из них дан на рис. 7.5), обладающие максимальной широкополосностью. В зависимости от типа излучателя полосковые схемы питания могут располагаться с обратной или лицевой стороны от экрана.

Основным недостатком антенн в печатном исполнении являются малая электрическая прочность, узкополосность и сравнительно низкий КПД.

7.3. Многощелевые волноводные антенны

В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн для получения узких ДН, максимум которых ориентирован по нормали к антенне 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. 7.6. Эпюры составля-

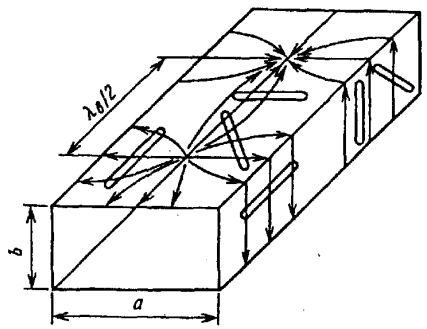


Рис. 7.6

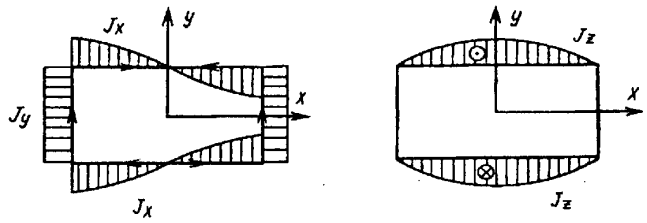


Рис. 7.7

ющих плотности тока приведены на рис. 7.7, здесь же указаны направления этих токов.

Если щель, прорезанная в стенке волновода, пересекает линии плотности поверхностного тока, 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 прерывает линии плотности поверхностного тока, то она не возбуждается и соответственно не излучает.

Следовательно, продольная щель на узкой стенке волновода (см. рис. 7.6) вызывает излучение независимо от ее положения. На широкой стенке волновода интенсивность возбуждения продольной щели зависит от положения щели. Максимальная интенсивность получается, когда щель находится вблизи края стенки; при расположении продольной щели в середине широкой стенки она не излучает, так как плотность поперечного тока $\dot{J}_x$ здесь равна нулю (см. рис. 7.6). 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. Электродинамический анализ показы-

вает, что влияние поперечной щели, прорезанной на широкой стенке волновода, учитывается подключением в длинную линию, эквивалентную волноводу [18], последовательно включенного сопротивления $Z = R + iX$, а продольной – параллельно включенной проводимости $Y = G + iB$, причем при настройке щели в резонанс (некотором изменении длины щели по сравнению с $\lambda/2$) реактивные компоненты X и B обращаются в нуль [2].

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. 7.8, *а*, когда фазы возбуждения щелей совпадают с фазой бегущей волны в точках размещения щелей, сдвиг фаз между соседними щелями $\psi = 2\pi d/\lambda_в$, где d – расстояние между центрами щелей; $\lambda_в$ – длины волны в волноводе. Максимум излучения при этом отклоняется от нормали к оси волновода на угол

$$\theta_{гл} = \arcsin(\psi/kd) = \arcsin(\lambda/\lambda_в), \qquad (7.1)$$

т.е. направление максимума излучения не зависит от шага d. При использовании стандартных волноводов $\lambda_в \approx 1{,}4\lambda$ соответственно угол $\theta_{гл} \approx 60°$. Во избежание появления вторичных главных максимумов шаг d не должен превышать значения, определяемого (3.25).

Для уменьшения ψ и соответствующего уменьшения $\theta_{гл}$ используются схемы с переменно-фазной связью, при которой $\psi = 2d\pi/\lambda_в + \pi$. Дополнительный сдвиг, равный π, достигается, например, за счет шахматного расположения продольных щелей на широкой стенке волновода (рис. 7.8, *б*), возбуждаемых поперечными токами, текущими в разные стороны от оси волновода (см. рис. 7.7). Аналогичного эффекта можно достичь, прорезая наклонные щели на узкой стенке волновода с переменным углом наклона (рис. 7.8, *б*). Излучение таких щелей определяется в основном составляющей вектора $\vec{E}$ в щелях, параллельной оси волновода.

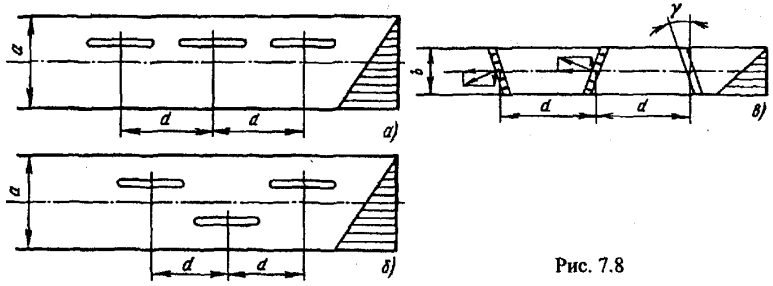


Рис. 7.8

В нерезонансных переменно-фазных антеннах шаг решетки d выбирается несколько отличным от $\lambda_в/2$. При этом отражения от отдельных щелей в значительной степени взаимно компенсируют друг друга и антенна оказывается хорошо согласованной с питающим волноводом. Кроме того, можно считать, особенно при большом числе щелей ($N \geq 15$), что режим, близкий к бегущей волне, устанавливается по всей длине антенны. При одинаковом смещении щелей относительно средней линии или значении угла наклона щелей γ (рис. 7.8) наблюдается ослабление интенсивности возбуждения щелей по мере их приближения к нагрузке. Это объясняется постепенным уменьшением мощности, бегущей по волноводу, из-за излучения ее щелями («вытекания» энергии). Мощность, поглощаемая в согласованной нагрузке, составляет обычно 5…10 % (КПД $\eta = 0{,}9...0{,}95$).

Расчет положения щелей производится исходя из требуемого амплитудного распределения вдоль антенны и величины КПД. В частности, постепенно увеличивая расстояние между продольными щелями и средней линией или увеличивая угол γ по мере приближения к нагрузке, можно реализовать равноамплитудное возбуждение щелей.

Ширина щели независимо от ее расположения выбирается исходя из условий обеспечения необходимой электрической прочности и требуемой полосы рабочих частот.

Диаграмма направленности многощелевой антенны в плоскости, проходящей через ось волновода, определяется как произведение $f_0 f_c$, где f_0 – ДН одной щели с односторонним излучением – может быть рассчитана по формулам для бесконечного экрана (см. § 2.5), а множитель системы f_c зависит от амплитудного и фазового распределений вдоль антенны (см. гл. 3). При $d > \lambda_в/2$ максимум излучения отклонен от нормали к оси антенны в сторону согласованной нагрузки, при $d < \lambda_в/2$ – в сторону генератора. В плоскости, перпендикулярной оси волновода, ДН определяется только направленными свойствами одной

щели, приблизительно так же, как для плоского экрана конечных размеров (см. § 6.6).

При изменении частоты генератора изменяется отношение $\lambda/\lambda_в$ и, следовательно, в соответствии с (7.1) изменяется угол $\theta_{гл}$. Это обстоятельство используется при создании антенн *с частотным сканированием*. Для повышения углочастотной зависимости, т.е. скорости изменения $\theta_{гл}$ при изменении частоты генератора, используются волноводы змейкообразной формы либо специальные с повышенной дисперсией. Основным недостатком нерезонансных антенн является «эффект нормали», заключающийся в резком рассогласовании антенны с питающим волноводом на частоте, при которой шаг решетки $d=\lambda_в/2$ и излучение должно быть направлено по нормали к антенне. При таком шаге отражения от отдельных щелей уже не компенсируют друг друга, в результате чего наблюдается сильное отражение 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. 7.9, *а*). Щели располагаются на расстоянии $\lambda_в/2$, что обеспечивает синфазность их возбуждения. Для устранения рассогласования, свойственного синфазному возбуждению щелей, антенны снабжают короткозамкнутым поршнем и специальным образом подбирают величину смещения щелей.

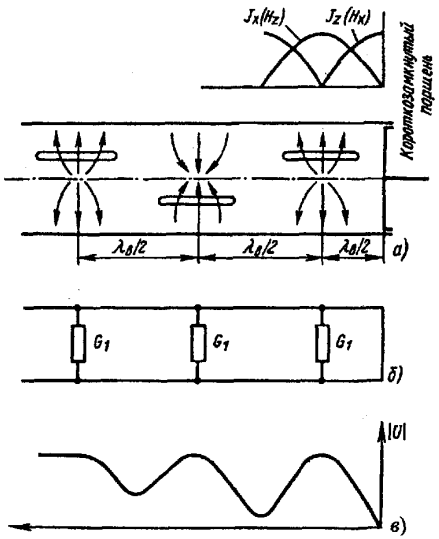


Рис. 7.9

Для максимальной интенсивности возбуждения продольных щелей необходимо, чтобы расстояние от поршня до центра крайней щели составляло $\lambda_в/4$; при этом щель попадает в пучность поперечной составляющей поверхностного тока (см. рис. 7.9, *а*).

Эквивалентная схема подобной антенны приведена на рис. 7.9, *б*. При одинаковом смещении всех щелей относительно средней линии волновода эквивалентные проводимости всех щелей равны. Поскольку напряжения (рис. 7.9, *в*) в точках, отстоящих вдоль длинной линии на $\lambda_в/2$, равны по амплитуде, все щели, несмотря на уменьшение мощности, переносимой вдоль волновода, из-за излучения, возбуждаются с одинаковой интенсивностью. Суммарная входная проводимость антенны, состоящей из N щелей, будет равна $G'_{вх} = NG'$, где G' – эквивалентная проводимость одной щели. Для согласования антенны с питающим волноводом обычно выбирают $G'_{вх} = 1$, тогда $G' = 1/N$. Последнее условие реализуется соответствующим выбором смещения щели x_1. При этом режим волны в антенне меняется от чисто стоячей (вблизи короткозамкнутого поршня, см. рис. 7.9, *в*) до бегущей на входе антенны. Для реализации неравноамплитудного возбуждения, например, спадающего к краям для уменьшения УБЛ, необходимо смещение щелей уменьшать по мере удаления щелей от середины антенны.

Практически удовлетворительное согласование получается только в очень узкой полосе частот, что является основным недостатком резонансных антенн.

Методика расчета положения щелей при заданном амплитудном законе возбуждения как резонансных, так и нерезонансных антенн приведена в [2,7].

Рассмотренные выше нерезонансные волноводно-щелевые антенны (ВЩА) представляют собой один из вариантов антенн вытекающей волны. Антенны этого типа реализуются путем внесения различных излучающих неоднородностей в линию передачи энергии, вызывающих "вытекание" части энергии, переносимой данной линией. Неоднородности могут быть выполнены в виде щелей, отверстий, решетки из металлических полосок или непрерывной узкой щели, прорезанной, например, в боковой стенке прямоугольного волновода. Распределение амплитуд в антенне вытекающей волны зависит в основном от размеров щелей и отверстий, а также от расстояний между ними. Фазовое распределение в антенне соответствует закону бегущей волны и определяется главным образом фазовой скоростью в невозму-

щенной линии передачи; следовательно, направление максимального излучения определяется в соответствии с (7.1). В практических конструкциях достигается $10° < \theta_{гл} < 85°$. Амплитудное и фазовое распределения могут регулироваться почти независимо друг от друга, особенно для длинных антенн, что позволяет реализовывать широкий класс ДН.

7.4. 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. *Пассивным* называется вибратор, к которому вместо генератора ко входным точкам подсоединяется сопротивление $Z_н$ для настройки. Ток в пассивном вибраторе наводится за счет поля, излучаемого активным вибратором. В частном случае величина $Z_н$ может равняться нулю.

Рассмотрим сначала свойства более простых излучающих систем, состоящих из одного активного и одного пассивного вибратора, сопротивление настройки которого имеет чисто реактивный характер: $Z_н = iX_н$ (рис. 7.10). Используем для анализа этой системы уравнения Кирхгофа (3.42). Первое уравнение, входящее в (3.42), для данной ситуации остается неизменным; во втором уравнении следует учесть отсутствие генератора в пассивном вибраторе ($\dot{U}_{02} = 0$) и сопротивление настройки $Z_н = iX_н$, в результате

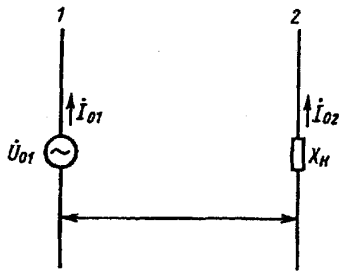


Рис. 7.10

$$0 = \dot{I}_{01}Z_{21} + \dot{I}_{02}(Z_{22} + iX_н), \qquad (7.2)$$

где Z_{22} – собственное сопротивление пассивного вибратора, зависящее от его диаметра и длины; Z_{21} – взаимное сопротивление, зависящее от геометрии всей системы. Представим (7.2) в виде $\dot{I}_{02}/\dot{I}_{01} = q\exp(i\psi)$. Тогда

$$q = \sqrt{R_{21}^2 + X_{21}^2} / \sqrt{R_{22}^2 + (X_{22} + X_н)^2}, \qquad (7.3)$$

$$\psi = \pi + \operatorname{arctg}(X_{21}/R_{21}) - \operatorname{arctg}[(X_{22} + X_н)/R_{22}]. \qquad (7.4)$$

Практический интерес представляли бы случаи, когда при $d = 0{,}25\lambda$, $q = 1$, $\psi = \pm\pi/2$, т.е. пассивный вибратор по отношению к активному вибратору выполнял функцию рефлектора или директора (см. § 3.2). Строго добиться этих условий одновременно для q и ψ в случае пассивного вибратора невозможно. Однако, как показывает анализ [2], при длине плеча активного вибратора $l = 0{,}25\lambda$ и $0{,}2\lambda \le d \le 0{,}25\lambda$ пассивный вибратор можно настроить в режим, близкий к режиму рефлектора, если $(X_{22} + X_н) > 0$. Режим, близкий к режиму директора, достигается при $(X_{22} + X_н) < 0$. Величину $(X_{22} + X_н)$ можно регулировать как с помощью сопротивления настройки, так и за счет изменения длины пассивного вибратора, т.е. регулируя величину X_{22}, при этом сопротивление $X_н$ полагают равным нулю, т.е. замыкают накоротко входные точки пассивного вибратора. В диапазонах метровых и дециметровых волн обычно применяют второй способ. Чтобы пассивный вибратор работал в качестве рефлектора, его полная длина должна быть несколько больше $0{,}5\lambda$ [см. график $X_{вх} = f(l/\lambda)$ на рис. 2.8]. Для работы в качестве директора длина пассивного вибратора должна быть несколько меньше $0{,}5\lambda$.

Увеличить направленность излучения можно одновременным использованием нескольких пассивных вибраторов. Обычно функцию рефлектора выполняет только один пассивный вибратор (рис. 7.11), так как при установке дополнительных пассивных вибраторов они будут возбуждаться очень слабо. 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

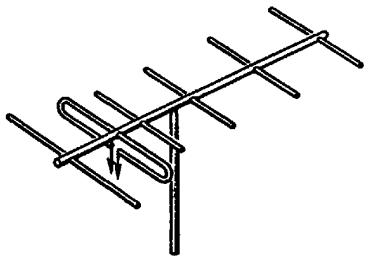


Рис. 7.11

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 директоров).

При заданной геометрии антенны, т.е. при известных длинах вибраторов и расстояниях между ними, амплитуды и фазы токов во всех вибраторах, необходимые для расчета ДН, можно найти, решая систему из N уравнений типа Кирхгофа (3.42), где N – полное число вибраторов, включающее один активный вибратор, рефлектор и директоры. Поскольку амплитудное распределение в директорной антенне отличается от равномерного, расчет ДН после нахождения токов следует вести по общей формуле (1.25). При этом форму ДН одного элемента можно приближенно рассчитывать по длине, соответствующей активному вибратору.

Гораздо более сложной задачей является задача синтеза директорной антенны, т.е. нахождение числа вибраторов и их расположения для реализации заданных электрических характеристик антенны, например, КНД. Общего метода решения задачи синтеза подобных антенн пока не существует. Обычно используют численные методы оптимизации, реализуемые на ЭВМ [38].

В настоящее время разработано большое число различных конструкций директорных антенн УКВ диапазона [11]. Расстояние между активным вибратором и рефлектором берется равным (0,15...0,25)λ. Первый директор отстоит от активного вибратора на (0,1...0,35)λ. Такое же расстояние выбирается между директорами. Иногда для расширения диапазона рабочих частот первый директор устанавливают на малом расстоянии (0,05λ) от активного вибратора. Длина последнего выбирается из условия компенсации реактивной составляющей входного сопротивления (с учетом наведенных сопротивлений). Длины рефлектора и директоров отличаются от длины активного вибратора примерно на 5...10 % в сторону удлинения и укорочения соответственно. С целью 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 применяется петлевой. 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 согласования антенны с питающей линией. Собственное входное сопротивление петлевого вибратора (около 300 Ом) в 4 раза больше, чем у обычного симметричного вибратора, поэтому даже под влиянием соседних пассивных вибраторов оно остается достаточным для согласования. Кроме того, этот вибратор можно крепить в точке нулевого потенциала непосредственно к металлическому стержню (см. рис. 7.11). Пассивные вибраторы также крепятся (обычно привариваются) в средней точке к этому стержню, что очень удобно в конструктивном отношении. Питание антенны обычно осуществляется по коаксиальному кабелю с использованием симметрирующих устройств, описанных в § 6.3.

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.

Директорные антенны широко применяются в качестве приемных телевизионных антенн и в радиолокации. От одиночной директорной антенны обычно не удается получить ДН шириной менее 15...20°. Для повышения направленности излучения антенны объединяют в синфазные решетки (рис. 7.12).

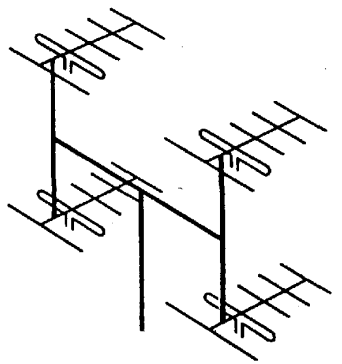


Рис. 7.12

Другим способом повышения КНД таких антенн со сравнительно небольшим числом вибраторов является

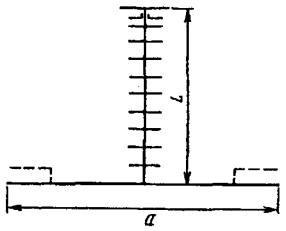


Рис. 7.13

построение на их основе антенн обратного излучения. Для этого антенна снабжается плоским отражателем, который располагается вблизи последнего директора (рис. 7.13). Максимальное излучение антенны получается в направлении, обратном направлению максимума ДН директорной антенны. По принципу действия антенны обратного излучения несколько напоминают параболические (см. гл. 8), однако отличаются от них значительно более простой формой отражателя. При больших размерах плоского экрана $(D > 1{,}1\sqrt{L/\lambda})$ параметры антенны ухудшаются, что объясняется 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. 7.13, штриховая линия).

Отметим, что антенны обратного излучения могут быть построены на основе других антенн осевого излучения, например, стержневых диэлектрических антенн (см. 7.7.1) или спиральных излучателей (см. 7.6.1).

Следует иметь в виду, что основное преимущество антенн обратного излучения – уменьшение продольных размеров – достигается за счет существенного возрастания поперечных размеров.

7.5. Логопериодические вибраторные антенны

Логопериодические антенны (ЛПА) относятся к классу сверхширокополосных антенн, сохраняющих при изменении частоты как форму ДН, так и величину входного сопротивления. Существует большое число различных модификаций ЛПА. Рассмотрим вариант вибраторной ЛПА, приведенной на рис. 7.14. Антенна состоит из линейных вибраторов, присоединенных к двухпроводной линии. Возбуждение осуществляется с помощью коаксиальной линии, которая проложена внутри одного из проводов двухпроводной линии, имеющей форму трубки. Подобный переход от коаксиальной к двухпроводной линии не требует симметрирующего устройства. Длины вибраторов удовлет-

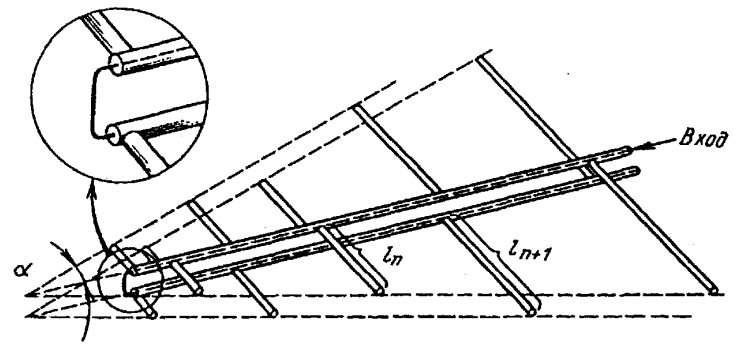


Рис. 7.14

воряют соотношению $l_n/l_{n+1} = \tau$, где τ – период структуры, независимо от номера n ($n = 1, 2, ...$). Линии, соединяющие концы вибраторов, образуют угол α.

По принципу действия подобная ЛПА напоминает директорную антенну. На частоте f_0 резонирует, т.е. возбуждается наиболее интенсивно, вибратор, длина плеча которого близка к $\lambda_0/4$ ($\lambda_0 = c/f_0$), поскольку входное сопротивление этого вибратора можно считать активным. Другие вибраторы возбуждаются значительно слабее, так как входное сопротивление их велико из-за большой реактивной составляющей. Активная область антенны, формирующая излученное поле, включает обычно три – пять вибраторов, в том числе резонансный и прилегающие к нему 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 оказывается, что токи в более коротких вибраторах отстают, а в более длинных – опережают по фазе ток в резонансном вибраторе. Соответственно более короткие вибраторы работают в режиме директоров, а более длинные выполняют функцию рефлектора. Максимум излучения направлен в сторону вершины антенны.

Если частота генератора уменьшится и станет равной τf_0, то начнет 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

$$f_n = \tau^{n-1} f_1, \qquad (7.5)$$

где n – номер вибратора; f_n – резонансная частота n-го вибратора, свойства антенны остаются неизменными. В интервалах между резонансными частотами свойства антенны меняются, но незначительно. Прологарифмировав (7.5), 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.

Из изложенного ясно, что ширина рабочей полосы частот ЛПА с нижней стороны ограничивается допустимыми размерами самых длинных вибраторов ($\lambda_{max} \approx 4l_{max}$), а с верхней стороны – возможной точностью выполнения вибраторов вблизи точек питания ($\lambda_{min} \approx 4l_{min}$). Практически можно получить примерно в десятикратном диапазоне волн ($f_{max}/f_{min} = 10$) почти неизменную ДН. В этом же диапазоне КБВ в фидере (при надлежащем выборе $Z_в$) не падает ниже 0,6...0,7. Следует учитывать, что вследствие перемещения активной области по длине антенны с изменением частоты меняется также положение фазового центра антенны. Последнее обстоятельство не имеет значения, например, при приеме телевизионных программ, но принципиально при использовании ЛПА в качестве облучателя параболических антенн (см. гл. 8), а также при работе с широкополосными сигналами.

Расчет токов в вибраторах ЛПА требует учета их взаимного влияния не только по свободному пространству, но и по проводам питающей линии. Методика расчета приведена в [34].

В связи с тем, что в излучении на данной частоте участвует только несколько вибраторов, ДН получается довольно широкой (рис. 7.15), причем в E-плоскости (плоскость, в которой расположены вибраторы) получается уже, чем в H-плоскости (плоскость, перпендикулярная осям вибраторов). Увеличение τ при неизменном α сужает ДН, так как увеличивается число вибраторов, входящих в активную область. Уменьшение угла α при неизменном τ также сужает ДН, поскольку при этом увеличивается расстояние между соседними вибраторами, т.е. активная область расширяется. Сказанное справедливо только до некоторых критических значений $\tau_{max} \approx 0{,}95$ и $\alpha_{min} \approx 10°$.

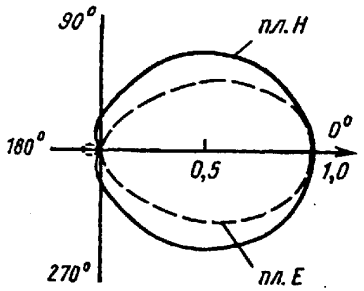


Рис. 7.15

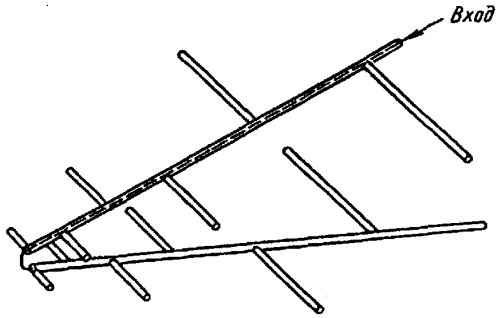


Рис. 7.16

Если провода линии, питающей ЛПА, разместить под углом друг к другу, то получится пространственная ЛПА (рис. 7.16). Диаграмма направленности такой антенны в H-плоскости получается значительно уже, чем у плоской ЛПА, за счет влияния множителя системы, образованной разнесением в H-плоскости активных областей каждого из полотен. В E-плоскости вид ДН остается практически прежним. Провода питающей линии в подобной конструкции вызывают излучение с паразитной поляризацией, однако оно, как правило, невелико.

В диапазоне УКВ логопериодические антенны применяются в качестве широкополосных облучателей параболических и линзовых антенн, приемных телевизионных антенн и т. д.

7.6. Антенны вращающейся поляризации

7.6.1. Турникетный излучатель

В простейшем варианте турникетный излучатель состоит из двух симметричных электрических вибраторов, расположенных перпендикулярно друг к другу (рис. 7.17). Возбуждение вибраторов осуществляется токами равной амплитуды, но сдвинутыми по фазе на 90°.

В точке A, лежащей на оси z (см. рис. 7.17), векторы электрического поля, излучаемого вибраторами, ортогональны друг другу, имеют

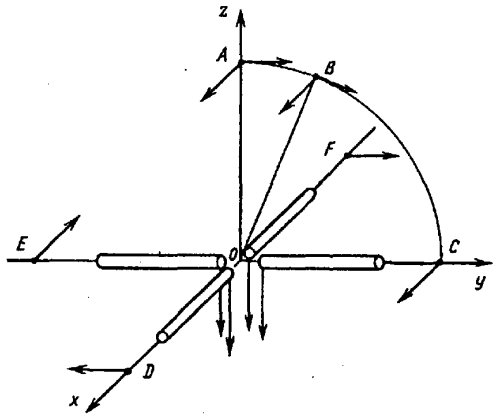


Рис. 7.17

равные амплитуды и сдвинуты по фазе на 90°, что обеспечивает в этой точке круговую поляризацию результирующего поля (см. § 1.3). При отклонении точки наблюдения от оси фазовые соотношения между компонентами полей сохраняются, однако амплитудные соотношения нарушаются. Так, в точке *B*, лежащей в плоскости *y*0*z* (см. рис. 7.17), амплитуда компоненты поля, созданного вибратором, ориентированным вдоль оси *y*, уменьшается, в результате поле имеет эллиптическую поляризацию. В точках, расположенных в плоскости *x*0*y*, поляризация линейная, поскольку оба вибратора создают в этих точках только одну пространственную компоненту электрического поля, лежащую в плоскости *x*0*y*, причем в точках на оси каждого из вибраторов (точки *C*, *D*, *E* и *F* на рис. 7.17) поле создается только за счет излучения другого вибратора. Диаграмма направленности в данной плоскости имеет круговую форму.

Особенностью турникетного излучателя является зависимость фазы излученного поля от угловых координат точки наблюдения. Для доказательства этого достаточно рассмотреть поля в точках *C* и *D* и сравнить их между собой: они равны по амплитуде, но отличаются по фазе на $\pi/2$. Следовательно, турникетные антенны не имеют фазового центра (см. § 1.3).

Излучение антенны в нижнее полупространство обычно устраняется за счет экрана, отстоящего от плоскости расположения вибраторов на 0,25λ. Подводка питания к каждому вибратору осуществляется обычно коаксиальным кабелем с использованием симметрирующего устройства (см. рис. 6.12), которое удобно крепить к экрану. Входы симметрирующих устройств соединяют между собой. Фазовый сдвиг может быть реализован включением в тракт питания одного из вибраторов дополнительного отрезка линии длиной $\lambda_в/4$, где $\lambda_в$ – длина волны в линии.

Турникетные антенны используются иногда при построении телевизионных передающих антенн с горизонтальной поляризацией. Излучение по оси *z* в таких антеннах подавляется за счет использования нескольких турникетных излучателей, параллельных друг другу и смещенных по оси *z* на 0,5λ.

7.6.2. Спиральные антенны

Спиральные антенны широко применяются в диапазонах сантиметровых, дециметровых и реже метровых волн. Рассмотрим сначала цилиндрическую спиральную антенну, изображенную на рис. 7.18. Антенна состоит из спирального провода, соединенного с внутренним проводником возбуждающего коаксиального кабеля. Внешний провод (оплетка) кабеля присоединяется к металлическому диску (экрану), который препятствует проникновению тока, текущего по внутренней поверхности кабеля, на его наружную поверхность. Кроме того, диск

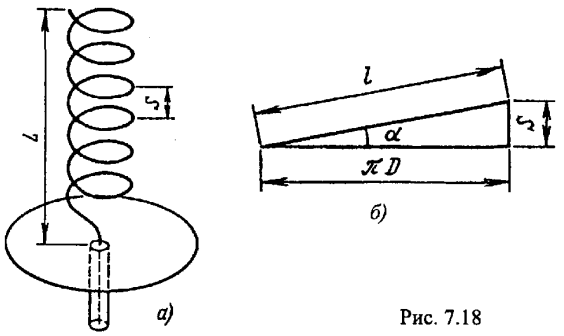


Рис. 7.18

играет роль рефлектора, уменьшая излучение антенны в заднее полупространство.

Для обеспечения режима осевого излучения диаметр спирали D выбирают так, чтобы длина витка l была примерно равна длине волны тока в спирали $\lambda_{сп}$ (при этом $D \approx \lambda_{сп}/\pi$). Теоретические исследования показывают, что в бесконечной спирали при условии $l \approx \lambda_{сп}$ устанавливается режим бегущей волны тока с фазовой скоростью $\upsilon \approx 0{,}8c$, где c – скорость света, и длиной волны $\lambda_{сп} = \lambda\upsilon/c$, где λ – длина волны в свободном пространстве. При укорочении длины волны λ фазовая скорость повышается, приближаясь к скорости света, при удлинении волны υ уменьшается. В спирали конечной длины имеет место отражение от конца, но оно невелико (коэффициент отражения не превышает 0,2). Кроме того, в начале и конце антенны возникают высшие типы волн. Обычно в первом приближении отражением и высшими типами волн пренебрегают и считают, что амплитуда тока постоянна по длине антенны.

Рассмотрим излучение одного витка антенны длиной $l = \lambda_{сп}$, считая его для простоты плоским. В режиме бегущей волны распределение тока по витку описывается выражением $\dot{I}(\xi) = I_0\exp(-i\beta\xi)$, где I_0 – амплитуда тока; $\beta = c2\pi/\upsilon\lambda$; ξ – координата точки на витке, отсчитываемая вдоль окружности. Мгновенное значение тока $I(\xi) = I_0\cos(\omega t - \beta\xi)$. На рис. 7.19 приведено распределение тока для моментов времени $t = 0$, $T/8$, $T/4$. Как видно, в каждый момент излучение витка эквивалентно излучению двух изогнутых синфазно возбужденных вибраторов, создающих максимум излучения вдоль оси витка с поляризацией, параллельной прямой 1–$1'$ (см. рис. 7.19). Положение этих вибраторов

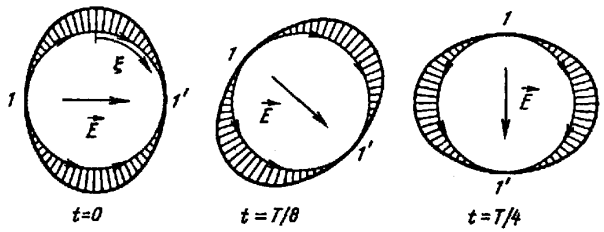


Рис. 7.19

во времени непрерывно меняется с круговой частотой ω, 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. 7.18, *б*. Сдвиг фаз между полями двух соседних витков в точке на оси антенны складывается из набега фазы бегущей волны тока по витку спирали $\psi = \beta l$ и разности фаз за счет шага намотки $\psi_1 = kS$. Результирующий фазовый сдвиг $\Delta\psi = \psi - \psi_1$. Для обеспечения максимума КНД необходимо, как известно, чтобы этот сдвиг был близким к π/N (см. 3.2.4), где N – число витков. Однако, поскольку в спирали в режиме осевого излучения величина ψ велика (близка к 2π), обеспечить максимум КНД можно только при условии, что $\Delta\psi = 2\pi + \pi/N$. Отсюда получаем

$$\Delta\psi = \frac{2\pi l}{\lambda}\frac{c}{\upsilon} - \frac{2\pi S}{\lambda} = 2\pi + \frac{\pi}{N};\ l = \left(S + \lambda + \frac{\lambda}{2N}\right)\frac{\upsilon}{c}. \qquad (7.6)$$

При выполнении условия (7.6) и большом N поляризация поля на оси спирали близка к круговой. Более оптимальные условия для круговой поляризации получаются при несколько меньшем значении $l = (S + \lambda)\upsilon/c$, которое можно найти из условия $\Delta\psi = 2\pi$. При этом условии поля элементов витка, разнесенные на четверть его длины и формирующие излучение с взаимно перпендикулярной поляризацией, сдвинуты по фазе точно на $\pi/2$. При отклонении точки наблюдения от оси поляризация становится эллиптической.

Поскольку с укорочением λ отношение υ/c увеличивается (и наоборот), условие (7.6) и, следовательно, направленные свойства практически сохраняются в сравнительно широкой полосе частот, примерно от $(0{,}7...0{,}8)\lambda_0$ до $1{,}2\lambda_0$, где λ_0 – расчетная длина волны. Диаграмму направленности спиральной антенны можно рассчитать на основании формулы (3.5), приняв в ней $d = S$ и $\psi = \beta l$. Величина $R_{вх} \approx 140l/\lambda$.

Для достижения максимальной широкополосности угол намотки α выбирается равным 12...15° (S = 0,15...0,3λ). Радиус экрана (сплошного или решетчатого) обычно берется равным $(0{,}5...0{,}8)L$, где L – длина спирали (см. рис. 7.18, *а*). Ширина ДН цилиндрической спи-

ральной антенны по половинной мощности обычно не меньше 20...25°. Для улучшения направленных свойств спиральные антенны соединяются в решетки.

Хотя теоретическое рассмотрение [9] показывает, что спиральная антенна, как и турникетный излучатель, не имеет фазового центра в строгом понимании, в пределах главного лепестка ДН можно считать, что поверхность равных фаз мало отклоняется от сферической, центр которой расположен в геометрическом центре антенны. Знание фазового центра важно, например, при использовании спиральных антенн в качестве облучателей параболических антенн.

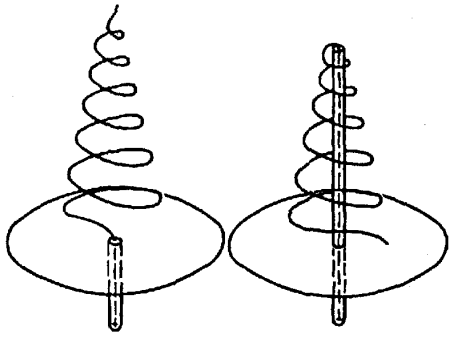


Рис. 7.20

Конические спиральные антенны (рис. 7.20) обладают лучшими диапазонными свойствами, чем цилиндрические спиральные антенны. Осевое излучение таких антенн 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.

Широкое применение находят плоские спиральные антенны, в том числе антенны в виде архимедовой спирали (рис. 7.21, *а*). Двухзарядная спиральная антенна может выполняться печатным способом и возбуждается либо двухпроводной линией, либо коаксиальным кабелем, проложенным вдоль одного из плеч (вдоль другого плеча прокладывается для сохранения симметрии холостой кабель, рис. 7.21, *б*). 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 хода. Действительно, элементы *1* и *2*, расположенные по обе стороны от окружности радиусом 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* будет $\psi = k\Delta r + \pi$. 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 диаметром спирали, а верхняя – точностью выполнения антенны вблизи точек питания.

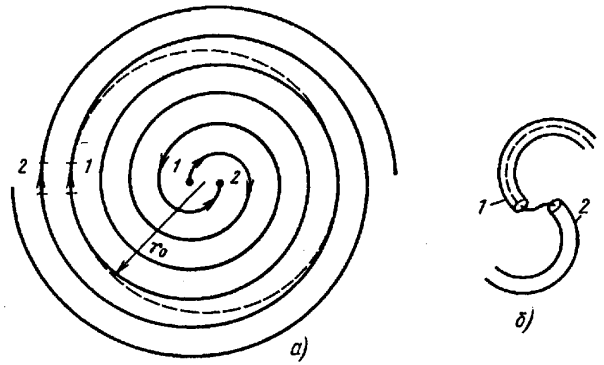


Рис. 7.21

Диаграмма направленности состоит из двух широких лепестков, ориентированных нормально к 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 уже отмечалось, в качестве облучателей зеркальных антенн, элементов различных решеток, в том числе фазированных антенных решеток (см. гл. 9).

7.7. Антенны поверхностных волн (АПВ)

7.7.1. Диэлектрические стержневые антенны

Диэлектрические стержневые антенны, относящиеся к антеннам осевого излучения, наиболее широко применяются в диапазоне сантиметровых волн. 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. 7.22). Структура поля в волноводе соответствует волне основного типа – H_{10} (прямоугольный волновод) или H_{11} (круглый волновод).

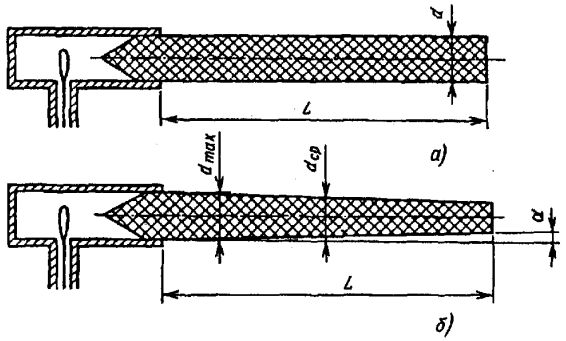


Рис. 7.22

При бесконечной длине стержня указанный способ возбуждения приводит к возникновению в стержне как в диэлектрическом волноводе бегущей волны гибридного типа HE_{11}, имеющей продольные составляющие как магнитного, так и электрического поля. Структура поля этой волны изображена на рис. 7.23.

Волна HE_{11} относится к так называемым поверхностным волнам, поле которых при удалении от поверхности стержня в радиальном направлении убывает по закону, близкому к экспоненциальному. Физически возникновение поверхностной волны объясняется эффектом полного внутреннего отражения на границе раздела диэлектрик – воздух. Фазовая скорость волны υ зависит от материала стержня. Чем больше диаметр стержня, тем ближе υ к скорости света в неограниченном диэлектрике, т.е. к величине $c/\sqrt{\varepsilon_r}$, где ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость материала стержня. С уменьшением d величина $\upsilon \to c$, при этом волна слабо связана со стержнем. Зависимость υ/c от ε_r и отношения d/λ приведена на рис. 7.24. Особенностью волны HE_{11} в диэлектрическом волноводе является отсутствие критической длины волны ($\lambda_{кр} = \infty$), т.е. волна может распространяться в стержне при любом его диаметре. Однако при большом диаметре в стержне могут возбудиться волны высших типов, что нежелательно.

Отметим, что поверхностной волне HE_{11} передается только часть мощности (P_1), подведенной к возбуждающему волноводу. Остальная часть мощности (P_2) непосредственно излучается возбудителем в ок-

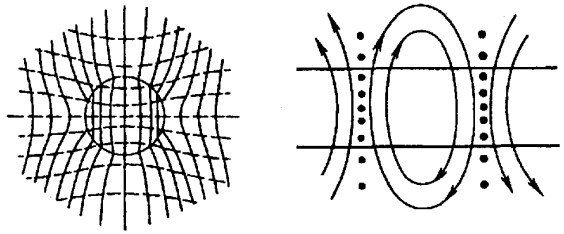


Рис. 7.23

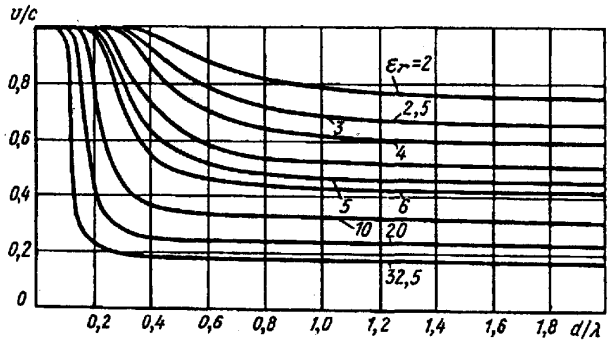


Рис. 7.24

ружающее пространство. Соотношение между этими мощностями определяет эффективность возбудителя $\beta = P_1/(P_1 + P_2)$.

При конечной длине 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 стержня, и непосредственного излучения возбудителя. Сложный характер формирования ДН затрудняет дать оценку точного положения фазового центра. В первом приближении считают, что он находится в средней точке по длине стержня.

Строгий расчет поля излучения чрезвычайно сложен и требует решения соответствующей задачи дифракции [17]. Приближенно можно считать, что по направленным свойствам диэлектрическая антенна соответствует непрерывной системе излучателей, возбуждаемых с равной амплитудой и линейным изменением фазы, характерным для антенны бегущей волны (см. § 3.7). Роль излучателей играют так называемые токи поляризации, плотность которых определяется разностью диэлектрической проницаемости стержня и диэлектрической проницаемости окружающей среды [см. (1.10)].

Как видно из рис. 7.23, 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 лепестков ДН излучающего элемента может оказать сильное влияние.

Отраженная волна от конца стержня приводит к появлению в ДН дополнительных боковых лепестков, соответствующих излучению антенны в обратную сторону. Коэффициент отражения зависит от скорости υ волны в стержне. Для уменьшения отраженной волны стержню придают коническую форму (рис. 7.22, *б*), что приводит к постепенному росту фазовой скорости υ и приближению ее к скорости света c у конца стержня. Расчет основного лепестка ДН такой антенны может быть осуществлен, как и для цилиндрической антенны, с использованием формулы (3.62) по величине υ в середине стержня. Уро-

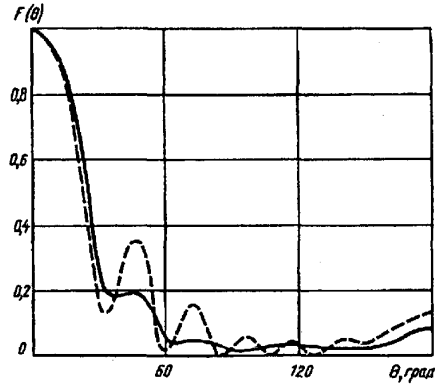


Рис. 7.25

вень боковых лепестков у конической антенны получается меньше. На рис. 7.25 приведены результаты точного расчета [17] ДН двух антенн длиной $L = 3{,}3\lambda$: конического стержня с максимальным диаметром $d_{max} = 0{,}627\lambda$ и углом $\alpha = 4°$ (сплошная линия) и цилиндрического стержня с диаметром, равным среднему диаметру конического стержня (штриховая линия). Диэлектрическая проницаемость в обоих случаях $\varepsilon_r = 2{,}5$.

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°. Применяются диэлектрические антенны как самостоятельные излучатели, облучатели зеркал и элементы различных решеток.

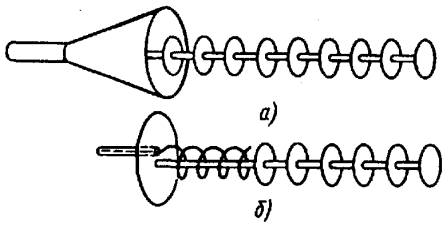


Рис. 7.26

Используются также ребристо-стержневые антенны, аналогичные по своим свойствам диэлектрическим стержневым антеннам (рис. 7.26, *а*). Для получения вращающейся поляризации возбуждение ребристо-стержневых антенн осуществляется спиральным излучателем (рис. 7.26, *б*).

7.7.2. Плоские антенны поверхностных волн

Наряду с диэлектрическими стержневыми антеннами применяют плоские диэлектрические и ребристые (гофрированные) антенны, получившие также название импедансных. Антенны состоят из возбудителя, например, рупорного типа и структуры, направляющей волну, в виде слоя диэлектрика на металле или ребристой поверхности (рис. 7.27). Ребристые структуры обычно применяются в сантиметровом диапазоне волн. Диэлектрические структуры, имеющие несколько бóльшие потери, предпочтительны в дециметровом диапазоне из-за конструктивных преимуществ. Антенны могут быть также снабжены экраном, выступающим перед направляющей структурой. Роль экрана может играть поверхность корпуса объекта, на котором расположена антенна.

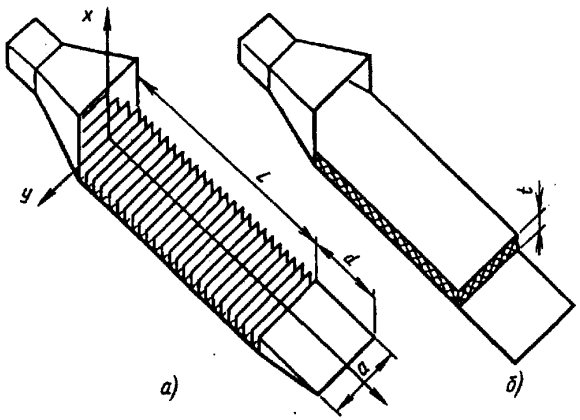


Рис. 7.27

При соответствующем выборе параметров направляющей структуры поле над ней имеет характер поверхностной волны типа E, не обладающей критической длиной волны ($\lambda_{кр} = \infty$), причем при указанном способе возбуждения вектор магнитного поля параллелен оси y, а электрическое поле кроме $\dot{E}_z$ имеет составляющую $\dot{E}_x$. Направляющую структуру принято характеризовать поверхностным сопротивлением (импедансом), равным отношению касательных к поверхности составляющих векторов $\vec{\dot{E}}$ и $\vec{\dot{H}}$:

$$Z_S = \dot{E}_z / \dot{H}_y. \qquad (7.7)$$

Величина Z_S для ребристой структуры зависит от глубины канавок, для диэлектрического слоя – от диэлектрической проницаемости ε_r и толщины слоя. Для поддержания поверхностной волны сопротивление $Z_S = \mathrm{i}X_S$ должно иметь индуктивный характер. Для ребристой поверхности это достигается, если глубина канавок не превосходит $0{,}25\lambda$.

Направленные свойства плоской АПВ, как и диэлектрической стержневой антенны, определяются в основном взаимодействием излучения, вызываемого ограниченными размерами направляющей поверхности, и непосредственного излучения возбуждающего устройства. Приближенно ДН может быть вычислена так же, как для антенны бегущей волны длиной L с замедленной фазовой скоростью. Соответственно выражение для множителя системы определяется формулой (3.62). Излучающим элементом антенны можно считать полосу тока с амплитудным распределением по оси y, соответствующим распределению в раскрыве возбудителя, т.е. по закону $\cos(\pi y/d)$. Поэтому в плоскости $x0z$ (E-плоскость) можно считать, что ДН излучающего элемента $f_0 = 1$, а в плоскости $y0z$ (H-плоскость) вместо f_0 следует подставить выражение (3.60). На форму ДН в E-плоскости влияют также токи, возбуждаемые на экране. Конечность экрана приводит к отклонению максимума излучения от продольной оси антенны на некоторый угол. Отметим, что точный расчет оптимальной длины антенны затруднен ввиду сложной зависимости ее от эффективности работы возбудителя.

Преимуществом плоских АПВ является малая высота. Подобные антенны практически не выступают над поверхностью объекта,

на котором они установлены, поэтому их особенно целесообразно использовать на самолетах и других передвижных объектах.

7.7.3. Синтез плоских АПВ

Направленные свойства АПВ можно существенно улучшить, если применить структуру с 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 антенн можно достичь повышения КНД или получить ДН специальной формы, например секторной, косекансной или с малым УБЛ. Нахождение параметров, характеризующих антенну, по заданным требованиям к ДН представляет задачу конструктивного синтеза антенны (см. § В.3). Наиболее разработаны методы решения такой задачи для ребристых поверхностей [2] по заранее заданной структуре поля, соответствующей требуемой ДН.

Рассмотрим задачу синтеза антенн с высокой направленностью излучения. В обычных АПВ, излучение которых определяется длиной антенны и коэффициентом замедления волны, получение узких ДН не может быть реализовано по следующим причинам. Как следует из (3.31), в случае малых $\Delta\theta_{0,5}$ необходима большая длина антенны, что требует согласно (3.55) малого значения γ, т.е. малого замедления поверхностной волны. При $\gamma_{opt} \approx 1$ амплитуда поверхностной волны медленно спадает при удалении от направляющей поверхности. Подобную волну трудно возбудить, в результате чего мощность, подведенная к антенне, в основном тратится на непосредственное излучение из возбудителя и почти не переходит в мощность поверхностной волны.

Представим теперь антенну, в которой с помощью рупорного возбудителя (рис. 7.28) формируется поверхностная волна с большим замедлением. Параметры такого возбудителя можно рассчитать таким образом, чтобы он обладал высокой эффективностью [21]. Поверхностная волна с большим замедлением (волна питания) используется в дальнейшем только для подведения энергии к участкам, вызывающим излучение энергии.

Поле, формирующее ДН антенны (волна излучения), представим в виде поверхностной волны с малым замедлением, распространяющейся в общем случае под некоторым углом α к оси z (см. рис. 7.28). Естественно, что направление максимума излучения при этом будет совпадать с осью z'. Амплитуду поля излучения следует выбирать из условия энергетического баланса, т.е. из равенства мощностей волны питания, возбуждаемой рупором, и волны излучения.

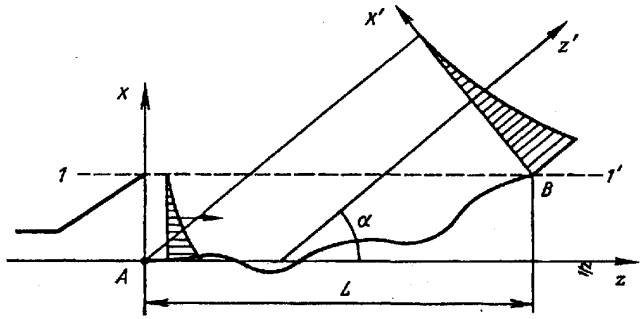


Рис. 7.28

Задача синтеза заключается в отыскании параметров антенны, при которых волна питания преобразуется за счет неоднородностей импедансной структуры в волну излучения. Искомыми параметрами при решении данной задачи являются глубина канавок и огибающая ребер (профиль антенны, рис. 7.29). Эти параметры находятся исходя из следующих соображений. Поскольку направляющая поверхность антенны чисто реактивна, т.е. отсутствует как поглощение, так и излучение энергии в целом по поверхности и в каждой ее точке, то вектор Пойнтинга (точнее, его среднее значение $\vec{\Pi}_{ср} = \mathrm{Re}\vec{\Pi}$) в каждой точке направлен по касательной к 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 совпадает с направлением вектора $\mathrm{Re}\vec{\Pi}$, определяемого по полному полю

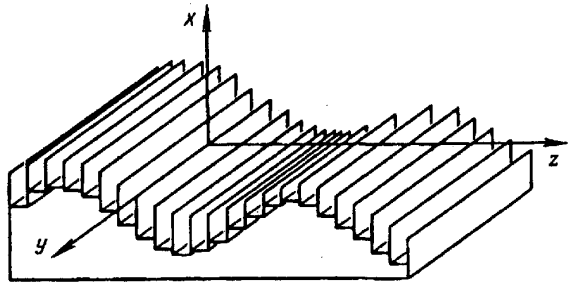


Рис. 7.29

(т.е. сумме волн питания и излучения). Глубина канавок находится по значению поверхностного импеданса Z_S, под которым следует понимать отношение составляющих электрического и магнитного полей, касательных к поверхности антенны в данной точке.

Выполнение условия энергетического баланса, в соответствии с которым выбирается амплитуда поля излучения, обеспечивает полный переход энергии питающей волны в энергию волны излучения. Этому соответствует профиль антенны, конечная точка которого (точка *B*) лежит на линии, где интенсивность волны питания пренебрежимо мала (линия *1–1′*, рис. 7.28), поэтому направленные свойства подобных антенн могут быть рассчитаны с учетом эквивалентных электрических и магнитных токов в апертуре, соответствующих только волне излучения.

Возможно также представление поля, формирующего заданную ДН, в виде группы поверхностных волн с разным замедлением, распространяющихся под различными углами к продольной оси антенн, или в виде поля, соответствующего излучению решетки из элементов с заданным соотношением амплитуд и фаз токов. Подобное представление волны излучения позволяет реализовывать широкий класс ДН, т.е. существенно расширяет возможности схемы по сравнению с обычными конструкциями АПВ.

***Литература**: основная* [*2, 34, 49*], *дополнительная* [*7, 9, 11, 17, 19, 43*].

Контрольные вопросы

1. Какие факторы влияют на форму ДН синфазной решетки вибраторов? За счет чего может быть достигнуто однонаправленное излучение?

2. Поясните метод расчета ДН печатной антенны в виде пластины над металлической подложкой.

3*. Изобразите примерный вид ДН печатной антенны, показанный на рис. 7.4, в *E*- и *H*-плоскостях.

4*. Изобразите примерный вид распределения напряжения в многощелевой волноводной антенне нерезонансного типа.

5. Что дает шахматный способ размещения щелей в многощелевых волноводных антеннах?

6*. Каково распределение напряжения вдоль резонансной многощелевой волноводной антенны, согласованной с питающим трактом?

7. Сформулируйте, при каких условиях пассивный вибратор может осуществлять функцию рефлектора? Директора?

8. Почему в качестве активного вибратора в директорных антеннах обычно используется шлейф-вибратор Пистолькорса?

9. Для чего используется перекрестное подключение вибраторов к двухпроводной линии в ЛПА? Почему для питания этой антенны не требуется специальное симметрирующее устройство?

10. Каковы преимущества и основные недостатки ЛПА?

11*. Какие конструкции ЛПА, кроме рассмотренных в данной главе, Вам известны?

12*. Докажите, что в плоскости расположения вибраторов турникетная антенна имеет ДН в форме окружности.

13*. Докажите, что турникетная антенна не имеет фазового центра в строгом смысле.

14. Поясните, почему диаметр цилиндрической спиральной антенны выбирается близким к λ/π.

15. Из каких соображений выбирают число витков и шаг цилиндрической спиральной антенны?

16. Докажите, что активная область плоской спиральной антенны соответствует виткам с диаметром λ/π.

17. Какова структура поля волны, возбуждаемой в диэлектрическом стержне антенны? Какова поляризация поля излучения этой антенны?

18*. Что понимается под импедансом антенны поверхностной волны? Докажите, что для поддержания поверхностной волны над ребристой структурой импеданс должен иметь индуктивный характер.

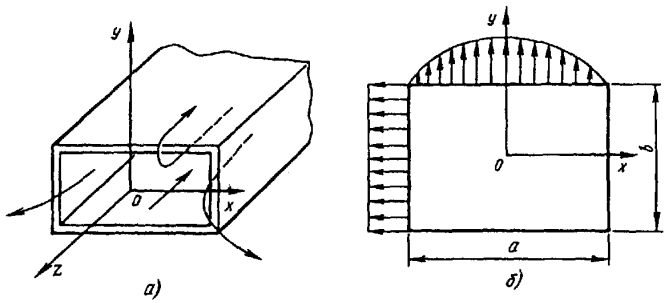
19*. Изложите суть метода синтеза импедансных антенн.

Глава 8. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

8.1. Рупорные антенны

8.1.1. Антенны в виде открытого конца волновода

В качестве слабонаправленных антенн УКВ широко используются антенны в виде открытого конца волноводов прямоугольного или круглого сечений. Электромагнитная волна, распространяющаяся по волноводу, дойдя до его открытого конца, частично излучается, а частично отражается (рис. 8.1, *а*). Физическими источниками излучения являются электрические токи, возбуждаемые главным образом на внутренних стенках волновода. Расчет излучения методом, использующим распределение тока вблизи раскрыва волновода, очень сложен, поэтому используется метод, основанный на применении принципа эквивалентности [18]. Для этого волновод окружают замкнутой поверхностью. Эта поверхность проводится 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) принимаются равными нулю.



а) *б)*

Рис. 8.1

В инженерном решении приближенно полагают, что структура электромагнитного поля в плоскости открытого конца волновода такая же, как в поперечном сечении бесконечно длинного волновода, т.е. пренебрегают волнами высших типов, излучением токов, затекающих на наружные поверхности стенок волноводов, и не учитывают волны, отраженные от открытого конца волновода. В случае волновода прямоугольного сечения, возбуждаемого основной волной H_{10}, на открытом конце существуют взаимно перпендикулярные тангенциальные составляющие поля E_y и H_x, зависимость которых от координат известна (рис. 8.1, *б*).

Таким образом, характеристику направленности открытого конца волновода прямоугольного сечения в плоскости E, параллельной размеру b поперечного сечения, можно представить в виде произведения множителя системы плоского раскрыва [см. (4.1)] на характеристику направленности элемента Гюйгенса в этой плоскости [см. (1.28), в которой следует положить $\varphi = \pi/2$ и, следовательно, $\sin\varphi = 1$].

В плоскости H характеристика направленности открытого конца волновода прямоугольного сечения представляет собой произведение множителя системы синфазного раскрыва с косинусоидальным распределением амплитуды возбуждающего поля [например, множитель (3.69)] на характеристику направленности элемента Гюйгенса в плоскости H [см. (1.28), в которой следует принять $\varphi = 0$ и, следовательно, $\cos\varphi = 1$].

Поскольку поперечные размеры прямоугольного волновода a и b невелики и соизмеримы с длиной волны λ (обычно для стандартных волноводов $a = 0{,}7\lambda$, $b = 0{,}35\lambda$), то ДН антенны в виде открытого конца волновода имеет один широкий лепесток, т.е. антенна является слабонаправленной.

Следует отметить, что точность расчетов по вышеприведенным так называемым апертурным формулам является удовлетворительной только в переднем полупространстве. В задних квадрантах результаты расчета по этим формулам не обеспечивают удовлетворительного совпадения с экспериментальными данными. Это объясняется тем, что излучение в задних квадрантах как в плоскости E, так и в плоскости H в основном определяется дифракцией на широких стенках волновода.

Характеристики направленности открытого конца волновода круглого сечения радиусом a в плоскостях E и H можно рассчитать по приближенным формулам, полученным при тех же допущениях, что и для прямоугольного волновода. При этом множитель системы выражается цилиндрическими функциями. В предположении, что структура поля в раскрыве остается неискаженной, т.е. такой же, как в поперечном сечении бесконечно длинного волновода, расчетные формулы можно найти в [2].

Антенны в виде открытого конца волновода применяются в сантиметровом диапазоне волн в тех случаях, когда требуется широкая ДН. Их часто используют в качестве облучателей зеркальных антенн (см. § 8.4).

Антенна в виде открытого конца волновода оказывается плохо согласованной со свободным пространством из-за резкого изменения условий распространения при переходе от волновода к свободному пространству. Коэффициент отражения от открытого конца прямоугольного волновода достигает значения 0,25...0,3, коэффициент отражения от открытого конца круглого волновода несколько меньше и составляет 0,1...0,25.

Применяя подстроечные элементы, можно значительно снизить коэффициент отражения от открытого конца волновода.

8.1.2. Принцип действия, основные свойства рупорных антенн

Концентрация излучения в пределах более узкого телесного угла достигается увеличением размеров синфазно возбужденной поверхности. Если размеры сечения волновода выбираются таким образом, чтобы обеспечить формирование необходимой структуры поля, то, плавно увеличивая сечение волновода, эту структуру можно сохранить, а размеры излучаемой поверхности увеличить (рис. 8.2). В месте перехода от волновода к рупору (сечение S') возникают высшие типы волн, но при достаточно

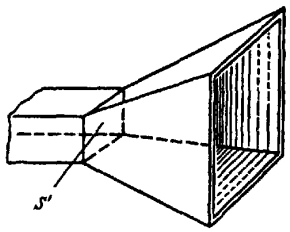


Рис. 8.2

плавном расширении волновода (малый угол раствора рупора) интенсивность этих волн невелика.

Существуют различные типы рупоров. Рупор, образованный увеличением размера b волновода, параллельного вектору $\vec{E}$, называется *секториальным E-плоскостным*. Рупор, образованный увеличением размера a волновода, параллельного вектору $\vec{H}$, называется *секториальным H-плоскостным*. Рупор, образованный одновременным увеличением размеров a и b поперечного сечения волновода, называется *пирамидальным* (см. рис. 8.2), а увеличением поперечного сечения круглого волновода – *коническим*. При плавном переходе от волновода к рупору структура поля в последнем напоминает структуру поля в волноводе.

Векторы электромагнитного поля при переходе из волновода в рупор несколько изменяют свою форму, чтобы обеспечить выполнение граничных условий на стенках рупора (рис. 8.3).

Направленные свойства рупорной антенны приближенно можно анализировать, как и в случае открытого конца волновода, пользуясь принципом эквивалентности. На излучающей поверхности рупора действуют две взаимно перпендикулярные тангенциальные составля-

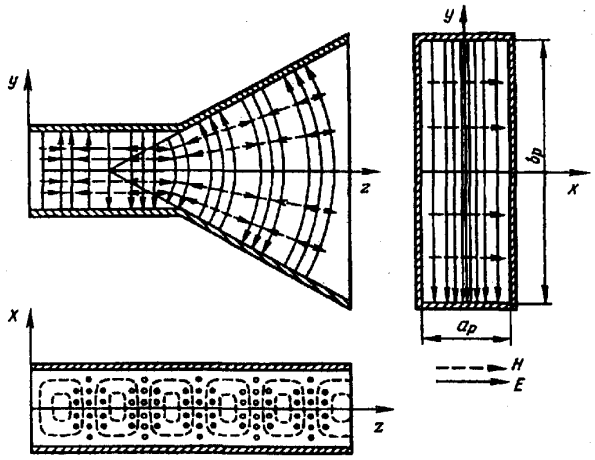


Рис. 8.3

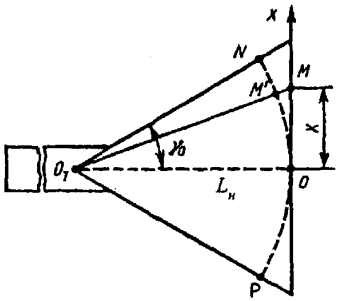


Рис. 8.4

ющие поля E_y и H_x (прямоугольный раскрыв), амплитуды которых не зависят от координаты y, а вдоль координаты x они изменяются по закону косинуса.

Однако в отличие от поверхности открытого конца волновода плоская излучающая поверхность рупора не может быть синфазной, так как в раскрыве рупора имеются фазовые искажения. Найдем фазу возбуждающего поля в произвольной точке M излучающего раскрыва H-плоскостного рупора (рис. 8.4). 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

$$\psi(x) = k(O_1M - L_H) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{L_H^2 + x^2} - L_H\right) =$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{2L_H} - \frac{x^4}{8L_H^3} + \ldots\right),$$

где L_H – длина H-плоскостного рупора. Обычно $L_H >> x$, поэтому можно ограничиться первым членом разложения. Тогда $\psi(x) = \pi/\lambda(x^2/L_H)$. Следовательно, в раскрыве рупорной антенны имеется примерно квадратичное фазовое распределение.

Максимальный сдвиг фаз на краях раскрыва ($x = \pm a_p/2$)

$$\psi_{max} = \pi a_p^2/\lambda \cdot 4L_H. \qquad (8.1)$$

При достаточно больших значениях ψ_{max} ($\geq 90°$) ДН рупорной антенны заметно отличается от ДН синфазной излучающей поверхности. При этом симметрия ДН относительно нормали к возбужденной поверхности сохраняется.

Путем аналогичных рассуждений можно показать, что максимальный сдвиг фаз на краях E-плоскостного рупора

$$\psi_{max} = \pi b_p^2/\lambda \cdot 4L_E, \qquad (8.2)$$

где L_E – длина E-плоскостного рупора.

Максимальный сдвиг фаз на краю раскрыва конического рупора (радиус раскрыва a_p, длина рупора L)

$$\psi_{max} = \pi a_p^2/\lambda L. \qquad (8.3)$$

Поскольку в рупорной антенне практически невозможно добиться полной синфазности излучающей поверхности, то обычно, задаваясь некоторым допустимым сдвигом фаз, выбирают размеры раскрыва рупора и его длину. Этот сдвиг должен быть таким, чтобы ДН рупорной антенны мало отличалась от ДН синфазной излучающей поверхности, размеры которой равны размерам раскрыва рупора. В данном случае характеристику направленности рупорной антенны можно рассчитать по формулам табл. 3.1, заменяя в множителях системы L соответствующими размерами рупора, а $\cos\theta$ на $\sin\theta$.

Допустимый максимальный сдвиг фаз определяется условием получения максимального КНД при заданной относительной длине L/λ 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. 8.5 по оси ординат отложено произведение КНД E-плоскостного

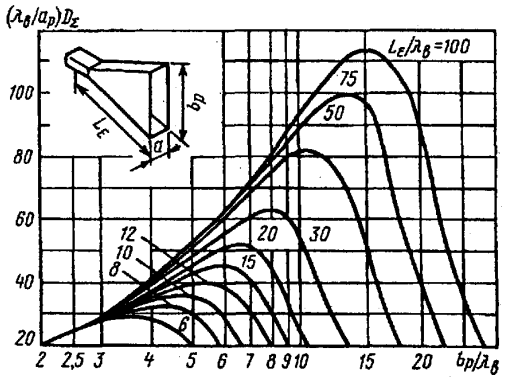


Рис. 8.5

рупора на отношение λ_b/a_p. Аналогичные кривые существуют и для H-плоскостных рупоров. При заданном отношении L/λ имеется определенное оптимальное значение a_p/λ или b_p/λ, при котором КНД антенны – максимально возможный. Оптимальному значению a_p/λ или b_p/λ соответствует допустимый сдвиг фаз. Рупор, размеры которого подобраны так, чтобы при заданной длине L/λ получить максимальный КНД, называется *оптимальным*.

Из (8.1) и (8.2) видно, что для того, чтобы при увеличении размеров раскрыва рупора максимальный сдвиг фаз не изменялся, оставаясь равным допустимому, т.е. КНД возрастал, относительная длина рупора L/λ должна увеличиваться пропорционально квадрату относительных размеров раскрыва рупора.

Анализ кривых, приведенных на рис. 8.5, показывает, что в случае E-плоскостного рупора максимальный КНД получается при выполнении равенства

$$L_E^{\text{опт}} = b_p^2/2\lambda. \qquad (8.4)$$

Подставив (8.4) в (8.2), получим допустимый максимальный сдвиг фаз для E-плоскостного рупора $\psi_{\max}^{\text{доп}} = \pi/2$.

Рассмотрев аналогичные кривые $D_H\lambda/b = f(L_H/\lambda, a_p/\lambda)$, можно найти допустимый сдвиг фаз $\psi_{\max} = 3\pi/4$ и оптимальную длину H-плоскостного рупора:

$$L_H^{\text{опт}} = a_p^2/3\lambda. \qquad (8.5)$$

Увеличение допустимого сдвига фаз в случае H-плоскостного рупора по сравнению с E-плоскостным объясняется спаданием амплитуды возбуждающего поля к краям этого рупора в плоскости H.

Коэффициент направленного действия оптимального E- или H-плоскостного рупора может быть рассчитан по (4.14), причем КИП рупора с учетом несинфазности и неравномерности возбуждения составляет 0,64 (у пирамидального рупора $\nu_a = 0{,}52$).

В настоящее время находят применение рупоры, у которых сдвиги фаз поля в раскрыве значительно превосходят максимально допустимые. При больших по сравнению с λ раскрывах a_p и b_p и больших углах растворов рупора γ_0 ДН становится по форме близкой к столообразной. Такие расфазированные рупоры обладают более широким ра-

бочим диапазоном, чем синфазные рупоры. Их ДН при $\psi_{\max} > 1{,}5\pi$ сравнительно мало зависят от частоты. Формулы для расчета ДН расфазированных рупоров имеются в [2].

8.1.3. Рупорные антенны с круговой поляризацией поля

Для получения круговой (или близкой к ней) поляризации излучаемого рупором поля применяются фазирующие секции, устанавливаемые в волноводе, питающем рупор. В фазирующей секции происходят разложение вектора линейно поляризованного электромагнитного поля на две взаимно перпендикулярные составляющие, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, и обеспечение между ними на выходе секции сдвига фаз в 90°.

Существуют различные фазирующие секции. В качестве фазирующей секции можно, например, использовать отрезок волновода с квадратным поперечным сечением, возбуждаемый прямоугольным волноводом с волной H_{10}. Возбуждающий волновод соединяется с фазирующей секцией плавным пирамидальным переходом. Поперечные сечения возбуждающего волновода и фазирующей секции повернуты относительно друг друга на 45° (рис. 8.6). В результате вектор $\vec{E}$ поля в

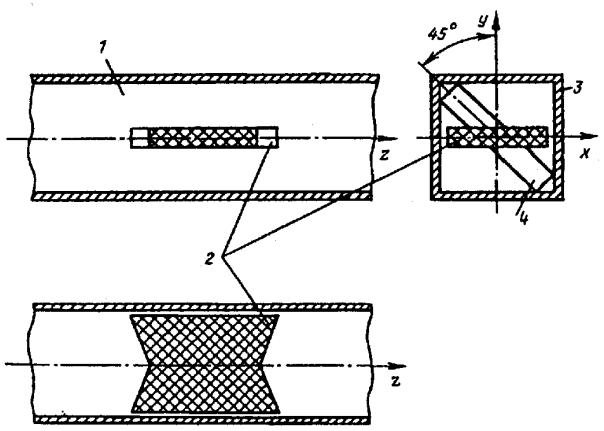


Рис. 8.6

фазирующей секции будет иметь 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 (*1*) устанавливают тонкую диэлектрическую пластинку (*2*), причем так, чтобы большой размер ее поперечного сечения был параллелен либо составляющей E_x, либо E_y. Такая пластинка влияет в основном на фазовую скорость той волны, линии вектора $\vec{E}$ которой параллельны поверхности пластины. Толщина пластинки выбирается достаточно малой по сравнению с рабочей длиной волны. Тем самым она не оказывает заметного влияния на фазовую скорость волны, вектор $\vec{E}$ которой перпендикулярен поверхности пластины.

При квадратном раскрыве пирамидального рупора ширина главного лепестка ДН в двух взаимно перпендикулярных плоскостях получается неодинаковой 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 (рис. 8.7).

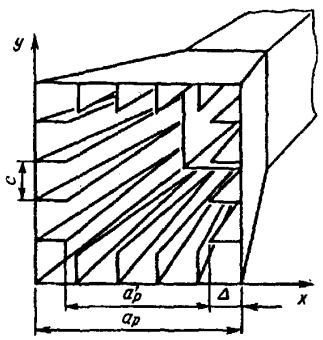


Рис. 8.7

Если вектор $\vec{E}$ поляризован вдоль оси *x*, то такая волна не может распространяться между пластинами, параллельными оси *x*, из-за того, что размер $c < \lambda/2$. Для нее размер раскрыва a_p как бы уменьшается и становится равным $a - 2\Delta$. Если $\Delta = 0{,}17a_p$, то размер апертуры a'_p, параллельной оси *x*, в 1,5 раза будет меньше размера b_p, параллельного оси *y*. Так как на составляющую E_y данные ребра не воздействуют, то ДН для обеих поляризаций поля в плоскости *x*0*z* будут примерно одинаковы. Аналогичным образом (с помощью ребер, прикрепленных к другим стенкам рупора) можно выровнять ДН в плоскости *y*0*z*.

Можно реализовать свойства фазирующей секции и без размещения диэлектрической пластины. Для этого вместо волноводной секции квадратного сечения следует взять волновод, несколько отличающийся от квадратного сечения.

Сдвиг фаз в 90° обеспечивается соотношением размеров поперечного сечения *a*, *b* и длины *l* такого волновода за счет различия коэффициентов фазы $\beta_{1,2} = 2\pi/\Lambda_{1,2}$: $l = 1/[4(\Lambda_1 - \Lambda_2)]$, где

$$\Lambda_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}};\ \Lambda_2 = \frac{\lambda}{\sqrt{1-(\lambda/2b)^2}}$$ – длины волн.

8.2. Зеркальные параболические антенны

Зеркальная осесимметричная параболическая антенна состоит из отражающей поверхности, выполненной в виде параболоида вращения, и небольшой слабонаправленной антенны-облучателя, установленный в фокусе параболоида и облучающей внутреннюю поверхность последнего. На базе такой классической зеркальной антенны разработаны различные модификации, многообразие которых приводит к целесообразности сгруппировать их, т.е. провести классификацию по основным отличительным признакам. Так, по числу отражающих зеркал различают *одно-* и *многозеркальные* антенны. Последние, как правило, содержат два зеркала. Часто эту группу называют *двухзеркальными антеннами*.

По взаимной ориентации зеркал и облучателей антенны могут быть *симметричными* и *осенесимметричными*. В *симметричных* антеннах отражающее зеркало обладает осевой симметрией, и поле, отраженное от вершины такого зеркала, попадает в облучатель. Если не принять специальных мер, то согласование антенны будет невысоким. В *осенесимметричных* схемах антенн волны, отраженные от зеркала, проходят мимо облучателя. Такие схемы называют еще антеннами с *вынесенным облучателем* (АВО). Их отличает высокое согласование с

трактом питания, но в то же время они обладают повышенным уровнем кроссполяризации, что при одновременной работе на ортогональных поляризациях является источником дополнительных помех.

По числу основных лучей, создаваемых зеркальной антенной, различают *одно-* и *многолучевые* антенны. Число лучей определяется числом облучателей. Многолучевые антенны могут создаваться как в симметричном, так и в осенесимметричном варианте.

По типу кривизны основного зеркала используются *параболические* и *сферические* отражающие зеркала, зеркала с классическим и модифицированным профилями, обеспечивающими высокий результирующий КИП в условиях компромисса между апертурными КИП и потерями за счет «перелива» энергии за края зеркала. Это так называемые *оптимизированные* антенны.

При фиксированном положении отражающего зеркала направление максимального излучения (приема) может быть либо фиксированные, либо антенна может работать в режиме сканирования. Особое место занимают зеркальные антенны с пониженным УБЛ.

8.2.1. Геометрические свойства и принцип действия параболической антенны

В прямоугольной системе координат (начало в вершине параболоида) параболическая поверхность (рис. 8.8) описывается уравнением

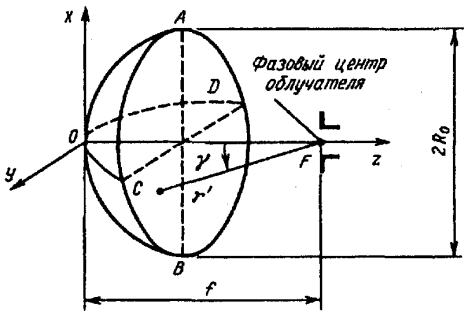


Рис. 8.8

$$x^2 + y^2 = 4fz, \tag{8.6}$$

где f – фокусное расстояние.

В сферической системе координат (начало в фокусе) эта поверхность описывается уравнением

$$r' = 2f/(1 + \cos\gamma), \tag{8.7}$$

где r' – расстояние от фокуса до любой точки на внутренней поверхности параболоида; γ – угол между направлением на данную точку и фокальной осью зеркала (полярный угол).

В случае параболоида вращения плоскость раскрыва (плоскость, проходящая через крайние точки поверхности зеркала и перпендикулярная его фокальной оси) имеет круглую форму; радиус этой плоскости называется *радиусом раскрыва зеркала* (R_0). Радиус раскрыва и угол раскрыва зеркала (угол γ_0 между фокальной осью и прямой, проведенной из фокуса к кромке параболоида) связаны соотношением

$$R_0 = 2f\mathrm{tg}(\gamma_0/2). \tag{8.8}$$

Форма зеркала характеризуется отношением R_0/f или углом раскрыва γ_0. Зеркало называется *длиннофокусным* (мелким), если $R_0/f < 2$ либо $2\gamma_0 < \pi$ или *короткофокусным* (глубоким), если $R_0/f > 2$ либо $2\gamma_0 > \pi$. Если фокус находится на пересечении плоскости раскрыва зеркала с фокальной осью, то $R_0/f = 2$ и $2\gamma_0 = \pi$.

Принцип действия зеркальной антенны следующий. При падении излучаемой облучателем электромагнитной волны на зеркало на последнем возникают электрические поверхностные токи (вторичные источники электромагнитного поля). Эти токи существуют не только на внутренней, обращенной к облучателю поверхности зеркала, но также из-за явления дифракции электромагнитных волн и на его внешней поверхности. Электромагнитное поле, создаваемое зеркальной антенной в любой точке окружающего пространства, есть результат сложения (интерференции) полей: вторичного, создаваемого поверхностными токами, и первичного, создаваемого облучателем.

С позиций метода геометрической оптики расходящиеся лучи, которые идут от источника (облучателя), находящегося в фокусе зеркала, после отражения от его поверхности становятся параллельными. Параллельным лучам соответствует плоский фронт волны.

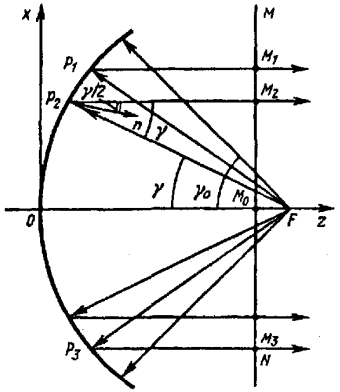


Рис. 8.9

Рассмотрим сечение параболоида плоскостью $x0z$ (рис. 8.9). Образованная этим сечением парабола обладает тем свойством, что расстояния от ее фокуса F до любой точки, лежащей на линии MN, перпендикулярной оси параболы и параллельной ее директрисе, по ломаным путям (FP_1M_1, FP_2M_2 и др.) одинаковы. Установленный в точке F облучатель излучает волны, близкие к сферическим. При этом расходящиеся лучи совпадают с линиями FP_1, FP_2 и т. д. Если бы длина волны первичного источника была бесконечно мала, то лучи, падающие на внутреннюю поверхность параболоида, отражались бы от нее по законам геометрической оптики. При этом вследствие параболической формы зеркала все отраженные лучи были бы параллельны оси z и, таким образом, сферическая волна преобразовывалась бы параболоидом в плоскую. В действительности длина волны облучателя не бесконечно мала, и поэтому отраженные лучи идут не параллельно, а расходятся. Однако расходимостью отраженных от зеркала лучей на небольшом участке пути от зеркала до поверхности раскрыва (AB на рис. 8.10, *а*) можно пренебречь, и эту поверхность можно считать синфазно возбужденной.

8.2.2. Приближенные методы расчета ДН зеркальной параболической антенны

Имеются два приближенных метода определения направленных свойств параболической антенны: *апертурный* и *токовый*.

Апертурный метод состоит в определении электромагнитного поля излучения по известному распределению возбуждающего поля на поверхности зеркала – на основе принципа эквивалентности. Пренебрегая влиянием ряда факторов (дифракцией электромагнитной волны на кромке зеркала, излучением токов, затекающих на необлучаемую поверхность зеркала), считают, что излучающей поверхностью зеркала является только поверхность его раскрыва.

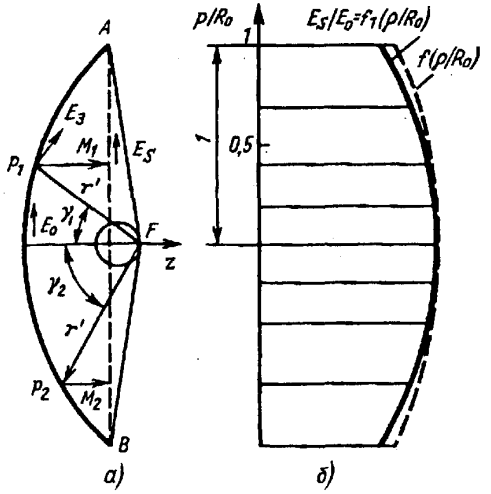


Рис. 8.10

Амплитудное распределение в раскрыве зеркала определяется ДН облучателя и формой зеркала (отношением R_0/f). При расчете амплитудного распределения полагают, что зеркало относительно облучателя находится в дальней зоне. Это допустимо, так как обычно расстояние от фокуса до поверхности зеркала составляет десятки длин волн. В этом случае относительная амплитуда напряженности поля, создаваемого облучателем в любой точке поверхности зеркала (рис. 8.10, *а*), могла быть найдена из следующих соображений. Поле облучателя, являясь обычно сферической волной, убывает обратно пропорционально пройденному расстоянию r'. С учетом этого амплитуда напряженности поля в произвольной точке поверхности зеркала

$$E_з / E_0 = \frac{F_0(\gamma)}{r'} f, \qquad (8.9)$$

где r' определяется по формуле (8.7); $F_0(\gamma)$ – нормированная ДН облучателя; E_0 – амплитуда напряженности поля у вершины зеркала.

После отражения от зеркала затуханием поля при его распространении до плоского раскрыва зеркала AB пренебрегают, полагая, что это плоская волна. На данном основании принимают, что амплитуда напряженности поля в произвольной точке раскрыва $E_s = E_э$. В нормированном представлении

$$f_1(\gamma) = E_э / E_0 = E_s / E_0 = (1+\cos\gamma)F_0(\gamma)/2. \quad (8.10)$$

Отношение E_s/E_0 – амплитудное распределение поля в апертуре – удобно изображать в виде графика и рассматривать как функцию относительного переменного радиуса раскрыва ρ/R_0 (рис. 8.10, *б*). Отметим, что представление амплитудного распределения в виде точной аналитической функции $f_1(\rho/R_0)$ либо невозможно, либо приводит к громоздким вычислениям при расчете ДН.

В случае осесимметричной ДН облучателя хорошие результаты дает аппроксимация функции $f_1(\rho/R_0)$ степенным рядом

$$f_1(\rho/R_0) = 1 + a_2(\rho/R_0)^2 + a_4(\rho/R_0)^4 + \ldots \quad (8.11)$$

При этом для практических расчетов можно ограничиться только первыми тремя членами ряда. Диаграмма направленности излучающего раскрыва (без учета направленных свойств элемента Гюйгенса) будет иметь вид

$$f(\theta) = (1+a_2+a_4)\Lambda_1(u) - (a_2/2+a_4)\Lambda_2(u) + (a_4/3)\Lambda_3(u), \quad (8.12)$$

где $u = kR_0\sin\theta$; $\Lambda_1(u)$, $\Lambda_2(u)$, $\Lambda_3(u)$ – лямбда-функции.

Для расчета ДН необходимо предварительно определить постоянные коэффициенты a_2 и a_4. Для этого по известной ДН облучателя строится график амплитудного распределения $f_1(\rho/R_0)$ (см. рис. 8.10, *б*). Аппроксимирование этого амплитудного распределения функций (8.11) сводится к такому подбору коэффициентов a_2 и a_4, чтобы аппроксимирующая функция $f_1(\rho/R_0)$ совпадала с функцией амплитудного распределения $f_1(\rho/R_0)$ в двух точках, например, при $\rho/R_0 = 1$ и $\rho/R_0 = 0{,}5$ (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 (8.11) получаем

$$1 + a_2 + a_4 = \Delta_1;\ 1 + a_2(0{,}5)^2 + a_4(0{,}5)^4 = \Delta_2. \quad (8.13)$$

В результате решения этих уравнений определяются неизвестные коэффициенты a_2 и a_4.

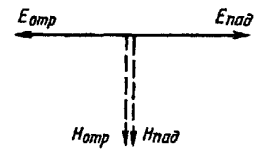


Рис. 8.1

В настоящее время в инженерной практике пользуются библиотекой программ, разработанной для ПЭВМ, позволяющих вводить в расчеты реальные распределения амплитуды поля и с достаточно высокой степенью точности рассчитывать по ним направленные свойства зеркальных антенн.

Токовый метод определения направленных свойств параболической антенны базируется на известном распределении поверхностных токов на внутренней поверхности зеркала. Полагая, что эти токи существуют только на внутренней поверхности зеркала, можно вектор плотности тока в данной точке поверхности зеркала определить с учетом ориентации векторов $\vec{H}$ в падающей и отраженной волнах (рис. 8.11) по формуле $\vec{J}_э = 2[n\vec{H}_1]$, где n – единичный вектор внешней нормали к данной точке поверхности зеркала; $\vec{H}_1$ – вектор напряженности магнитного поля, создаваемого падающей волной облучателя в данной точке на поверхности зеркала.

На рис. 8.12 изображено распределение поверхностного тока, спроектированное на плоскость $x0y$. Облучателем является элементарный электрический вибратор (ось вибратора параллельна оси x) с контррефлектором, обеспечивающим однонаправленное излучение в сторону зеркала. Зная закон распределения тока на поверхности зеркала, можно рассчитать его ДН. Для этого необходимо проинтегрировать по всей поверхности зеркала выражение для напряженности поля, которое создает элемент поверхности зеркала, рассматриваемый как элементарный электрический вибратор.

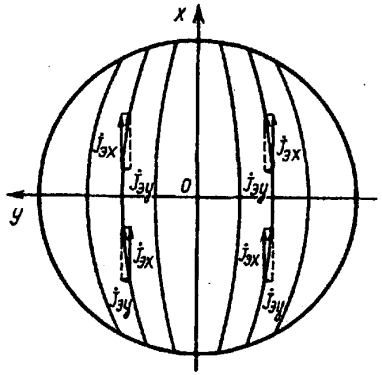


Рис. 8.12

Как видно из рис. 8.12, поле в направлении оси z зеркала созда-

ется только составляющими вектора $\vec{J}_э$, параллельными оси x, которые во всех квадрантах имеют одинаковые направления. Поля E_x, излучаемые ими в направлении оси z, складываются синфазно, т.е. это направление является направлением максимального излучения. Составляющие плотности поверхностного тока $J_{эy}$ в различных квадрантах имеют взаимно противоположные направления; поля E_y, обусловленные ими в направлении оси z, попарно противофазны, следовательно, $J_{эy}$ не создают излучения в главном направлении. В других (боковых) направлениях из-за появляющейся разности хода между полями от составляющих $J_{эy}$ тока возникает поле с поляризацией, перпендикулярной по отношению к основной составляющей E_x.

Составляющие $J_{эz}$ также не создают излучения вдоль оси z (вибратор вдоль своей оси не излучает). Составляющие $J_{эy}$ и $J_{эz}$ не создают излучения в обеих главных плоскостях (плоскости $x0z$ и $y0z$). Поляризация излучаемого поля в главных плоскостях является линейной (E_x). В других плоскостях, проходящих через ось z, имеет место также излучение за счет составляющих $J_{эy}$ и $J_{эz}$, вследствие чего появляется поперечная (относительно основной) поляризация поля. Поперечная поляризация (кроссполяризация) является паразитной; она несколько уменьшает КНД антенны. Уровень кроссполяризации тем ниже, чем меньше отношение R_0/f, т.е. чем более длиннофокусным является зеркало. Таким образом, токовый метод позволяет учесть поляризационные эффекты в зеркальной антенне.

Методика расчета ДН зеркальной антенны токовым методом состоит в интегрированиии по всей поверхности зеркала выражения для напряженности поля, создаваемого элементом этой поверхности. При этом составляющая плотности тока $J_{эx}$ определяет поле излучения основной поляризации, составляющие $J_{эy}$ и $J_{эz}$ – поле излучения перекрестной поляризации. Вывод формул для расчета ДН параболической антенны с круглым симметричным относительно фокальной оси раскрывом и вид ДН по основной и кроссполяризации можно найти в [2].

Расчет ДН зеркальной антенны, основанный на приближенном определении токов на ее рабочей поверхности, обеспечивает достаточно точные результаты в пределах главного лепестка и прилегающих к нему одного – трех боковых лепестков.

Оба метода (апертурный и токовый) тем более точны, чем больше относительные размеры зеркала R_0/λ и его радиус кривизны (т. е. чем меньше отношение R_0/f).

8.2.3. Коэффициенты усиления и направленного действия параболической антенны

Как было показано выше, коэффициент усиления G антенны связан с ее коэффициентами направленного действия D и полезного действия η простым соотношением

$$G = D\eta. \tag{8.14}$$

Коэффициент полезного действия η зеркальной антенны учитывает тепловые потери энергии в облучателе, элементах крепления облучателя, краске, покрывающей внутреннюю поверхность зеркала, и т. д. Обычно принимают $\eta = 1$. Поэтому рассмотрим подробно определение КНД.

Коэффициент направленного действия зеркальной антенны можно рассчитать по формуле (4.14), заменив в ней апертурный КИП (ν_a) множителем $\nu_{рез}$ (результирующий, или полный, КИП), учитывающим уменьшение КНД из-за действия ряда факторов: переливания части излученной облучателем энергии через края зеркала, вызывающего увеличение УБЛ ДН зеркальной антенны в задних квадрантах (дальние боковые лепестки); ошибки в фазовом распределении на раскрыве; затенения части поверхности раскрыва облучателем и элементами его крепления; кроссполяризации излучаемого поля и др. Таким образом

$$D = \nu_{рез}\frac{4\pi}{\lambda^2}S, \tag{8.15}$$

где $S = \pi R_0^2$ – площадь раскрыва; $\nu_{рез} = \nu_a\nu_1\nu_2\nu_3\nu_4\nu_5\ldots$. Здесь ν_a – апертурный КИП раскрыва зеркала; ν_1 – множитель, определяемый переливанием части энергии через края зеркала; ν_2 – множитель, определяемый затенением; ν_3 – множитель, определяемый фазовыми ошибками; ν_4 – множитель, учитывающий явление кроссполяризации; ν_5 – множитель, учитывающий дифракцию поля на кромке зеркала.

Множитель ν_1, называемый *коэффициентом перехвата*, – есть отношение мощности, излученной облучателем и перехватываемой

зеркалом, к полной мощности, излученной облучателем, при этом потери в зеркале не учитываются. Следовательно, при осесимметричной ДН облучателя (по аналогии с (1.37))

$$\nu_1 = \int_0^{\gamma_0} F_0^2(\gamma)\sin\gamma d\gamma \Big/ \int_0^{\pi} F_0^2(\gamma)\sin\gamma d\gamma. \qquad (8.16)$$

Множитель ν_2 может быть записан в виде [2]

$$\nu_2 = \frac{D_{зат}}{D_0} = \left[1 - \frac{\int_{S_{зат}} f(\rho/R)dS}{\int_S f(\rho/R)dS}\right]^2, \qquad (8.17)$$

где $D_{зат}$ – КНД антенны с учетом затенения; D_0 – КНД без затенения; $S_{зат}$ – затененная часть раскрыва зеркала.

Если при заданной форме зеркала (R_0/f = const) расширять ДН облучателя (кривая *1* на рис. 8.13), то амплитудное распределение в раскрыве зеркала становится более равномерным (ν_a растет). Однако вместе с тем увеличивается доля энергии, проходящей мимо зеркала (уменьшается ν_1). При сужении ДН облучателя наоборот: уменьшается ν_a и увеличивается ν_1. Два противоположно действующих на результирующие КИП и КНД фактора при постоянной величине R_0/f или угла раскрыва зеркала γ_0 и изменяемой ширине ДН облучателя определяют условие оптимального КНД. Условие оптимального облучения примерно обеспечивается при $\Delta_{кр} = E_{кр}/E_0 = 0{,}316$ (–10 дБ), где $E_{кр}$ – напряженность на краю зеркала. При этом $\nu_a\nu_1 = 0{,}7...0{,}8$.

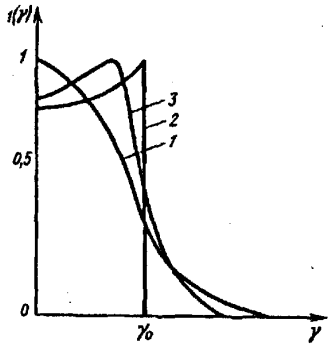


Рис. 8.13

С точки зрения получения максимального КНД при заданных размерах зеркала идеальной является ДН облучателя, изображенная на рис. 8.13 (кривая *2*). Она должна быть осесимметричной и имеет два максимума в направлениях на края зеркала. Амплитудное распределение раскрыва зеркала в данном случае получается близким к равномерному (с учетом разных расстояний от фокуса зеркала до его вершины и краев), т.е. $\nu_a = 1$; переливание энергии за края зеркала отсутствует (ДН имеет бесконечную крутизну ската), таким образом $\nu_1 = 1$.

Для обеспечения высокого $\nu_{рез}$ ДН облучателя должна иметь форму, по возможности приближающуюся к идеальной (например, кривая *3* на рис. 8.13). Близкие к ней ДН можно получить с помощью расфазированных рупоров и их модификаций. Кроме того, надо исключить или уменьшить влияние других факторов, снижающих результирующий КИП антенны (устранить затенение раскрыва облучателем, снизить кроссполяризацию и т. д.).

Реализация высоких значений $\nu_{рез}$, а следовательно, КНД антенн не является единственно важной задачей в практическом приложении. В антенных системах ряда радиослужб предъявляются высокие требования к УБЛ. Например, в системах спутниковой связи, использующих геостационарную орбиту, от уровня первых боковых лепестков, примыкающих к главному, во многом зависят помехозащищенность и электромагнитная совместимость, поэтому он должен быть ниже главного минимум на 25...30 дБ. Возможность снижения УБЛ связана с обеспечением определенного амплитудного распределения поля (или токов) по элементам антенны, что изложено в § 3.3 и 4.2.

8.2.4. Влияние точности выполнения зеркальной антенны на ее направленные свойства

Неточности, неизбежные при создании конструкции антенны (например, при выполнении поверхности зеркала, установке облучателя), вызывают отклонение распределения поля на излучающей поверхности от расчетного и соответствующие искажения ДН.

Ошибки в распределении поля по раскрыву могут быть систематическими и случайными. К *систематическим ошибкам* относятся такие, которые можно предусмотреть при полном и точном расчете антенны. Причинами этих ошибок могут быть смещение облучателя из фокуса, затенение раскрыва зеркала облучателем и элементами его крепления и др. *Случайные ошибки* обусловлены незакономерными и обычно небольшими отклонениями параметров антенны от их расчетных значений. Причинами таких ошибок являются недостаточная точ-

ность обработки поверхности зеркала, случайные деформации поверхности антенны вследствие изменения температуры или ветровых нагрузок и др.

Систематические ошибки одинаковы в различных экземплярах антенны данной конструкции (при одинаковом методе изготовления). Их можно учесть заранее (например, вопрос о влиянии различных фазовых ошибок на ДН рассмотрен в § 3.4). Случайные ошибки могут быть различными в отдельных экземплярах антенн, несмотря на одинаковую конструкцию и методы изготовления. Заранее эти ошибки учесть невозможно, и влияние их можно оценить только статистическими методами, позволяющими находить средние (для данного семейства антенн) характеристики направленности или среднее значение некоторых параметров (например, КНД).

Правильная оценка влияния случайных ошибок на направленные свойства антенны позволяют установить допуски на необходимую точность изготовления антенны. Это особенно важно при проектировании больших зеркальных антенн для космической радиосвязи и радиоастрономии, так как от величины допусков существенно зависит стоимость антенны.

При анализе влияния случайных ошибок на направленные свойства антенны полагают, что ошибка в фазе или амплитуде тока на одном участке антенны не зависит от аналогичных ошибок на соседних участках, если расстояние до этих участков превышает некоторую определенную величину C, называемую *интервалом корреляции*. Такие участки называют *некоррелированными*.

Некоррелированные участки зеркала, где имеются ошибки в выполнении поверхности, ведут к увеличению мощности излучения, заключенной в боковых лепестках, и уменьшению КНД антенны в главном направлении. Уменьшение КНД параболической антенны из-за влияния случайных фазовых ошибок при $C \gg \lambda$ можно определить по формуле

$$\frac{D}{D_0} = 1 - e^{-\overline{\Delta\psi^2}}, \qquad (8.18)$$

где D – КНД зеркала с учетом ошибок; D_0 – КНД при отсутствии ошибок; $\overline{\Delta\psi^2}$ – средний квадрат фазовой ошибки.

При $C \ll \lambda$ величину D/D_0 можно рассчитать по формуле

$$\frac{D}{D_0} = 1 - \frac{3\pi^2 C^2 \overline{\Delta\psi^2}}{4\lambda^2}. \qquad (8.19)$$

При других значениях C расчет D/D_0 ведется по более сложным формулам.

Зависимость уменьшения КНД антенны от среднеквадратической ошибки формы зеркала при различных C показана на рис. 8.14. Важно отметить, что увеличение УБЛ наступает гораздо раньше, чем появляется существенное уменьшение КНД.

Статистический анализ влияния случайных ошибок на направленные свойства зеркальной антенны позволяет сделать следующие выводы.

1. Случайные ошибки в распределении возбуждающего поля в раскрыве антенны увеличивают УБЛ и уменьшают КНД.

2. Уровень боковых лепестков параболической антенны пропорционален среднеквадратической фазовой ошибке $\Delta\psi^2$ и квадрату интервала корреляции C, измеренного в длинах волн.

3. Участки зеркала, на которых реальная поверхность отклоняется от расчетной, должны быть небольшими, т.е. при одном и том же допуске на точность обработки поверхности зеркало с меньшим интервалом корреляции (более шероховатая поверхность) обеспечит более низкий УБЛ.

4. При повышении частоты увеличиваются как фазовые ошибки ($\Delta\rho \cdot 2\pi/\lambda$), так и интервал корреляции, выраженный в длинах волн. Поэтому КНД антенны с неизменной площадью раскрыва увеличивается не пропорционально квадрату частоты, а медленнее. При данной точности выполнения поверхности зеркала в данном интервале корреляции существует предельный КНД, который нельзя превзойти уменьшением λ или увеличением диаметра зеркала.

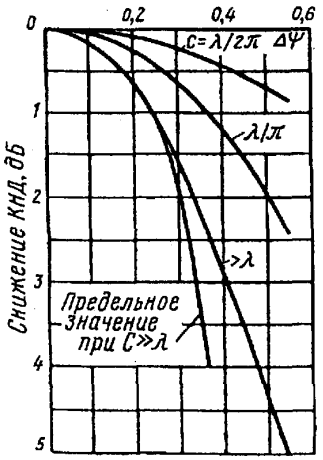


Рис. 8.14

5. Характер ДН в области боковых лепестков определяется в большей степени точностью изготовления антенны, а не способом ее облучения.

8.2.5. Влияние отражений от зеркала на входное сопротивление антенны

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. Очевидно, что чем больше КНД облучателя, тем большую мощность он перехватывает. Перехваченная мощность создает в линии питания волну, идущую от облучателя к генератору, аналогичную по действию обычной отраженной волне, возникающей в линии вследствие ее рассогласования с нагрузкой. Появление в тракте отраженной от зеркала волны ухудшает согласование антенны, так как эквивалентно изменению входного сопротивления антенны.

Отраженную волну можно скомпенсировать с помощью какого-либо согласующего устройства, устанавливаемого у вершины зеркала, либо в питающей линии вблизи облучателя [2]. Однако действие такого устройства будет эффективным только на фиксированной частоте, поскольку с изменением частоты (из-за изменения разности хода лучей) вновь появится отраженная волна.

Если антенна излучает поле вращающейся поляризации, то реакция зеркала на облучатель будет практически отсутствовать. Дело в том, что при отражении от зеркала излучаемой облучателем волны направление вращения плоскости поляризации изменяется на обратное, вследствие чего она не принимается облучателем. Это антенна с поляризационной развязкой.

Удачным способом устранения реакции зеркала на облучатель в широкой полосе частот является применение невзаимных устройств, например ферритовых вентилей и циркуляторов. Они устанавливаются в волноводном тракте перед облучателем и, внося сравнительно малые потери для прямой волны, на 20...25 дБ ослабляют отраженную волну.

Наиболее радикальный способ уменьшения реакции зеркала состоит в выносе облучателя из поля отраженных от зеркала лучей. Для этого облучатель устанавливают в фокусе зеркала (разворачивают) так, чтобы направление его максимального излучения составило некоторый угол с фокальной осью зеркала (рис. 8.15). При этом облучается только часть зеркала, расположенная выше его оси, и отраженные от нее лучи проходят мимо облучателя. Необлучаемая часть зеркала удаляется (осенесимметричная антенна).

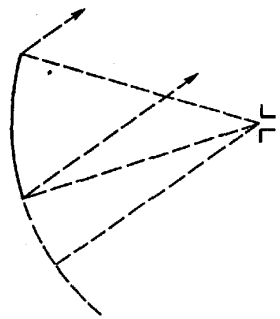


Рис. 8.15

8.2.6. Управление ДН параболической антенны

Если фазовый центр облучателя сместить из фокуса в направлении, перпендикулярном оси зеркала (рис. 8.16, *а*), то поверхность раскрыва зеркала перестанет быть синфазной. Лучи *1* и *1′*, *2* и *2′*, отраженные от поверхности зеркала, достигают поверхности раскрыва нео-

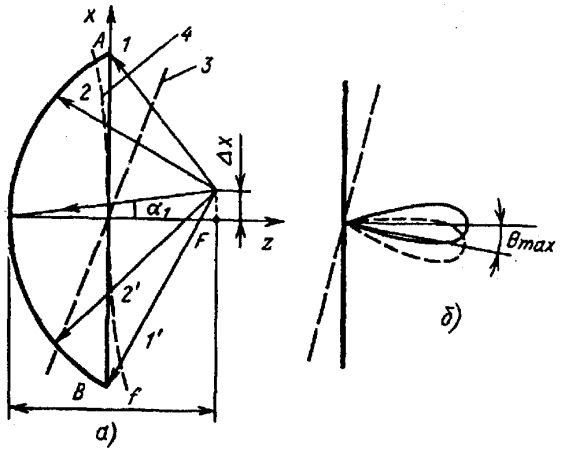


Рис. 8.16

дновременно. Можно показать, что при небольшом смещении облучателя Δx и достаточно длиннофокусном зеркале фазовое распределение поверхности раскрыва близко к линейному (*3*). Поэтому вынос облучателя из фокуса в направлении, перпендикулярном оси зеркала, приводит к повороту ДН в сторону, противоположную смещению облучателя (см. § 4.2). Угол поворота ДН θ_{max} (рис. 8.16, *б*) при малых смещениях облучателя примерно равен углу смещения облучателя α_1, определяемому по формуле $\mathrm{tg}\alpha_1 = \Delta x/f$. Синфазный фронт волны в раскрыве зеркала поворачивается на угол α_1. С увеличением Δx кроме линейного изменения фазы появляются заметные фазовые ошибки более высоких порядков, из которых наибольшую роль играют кубические (*4*). Знаки кубического и линейного фазового распределения противоположны (рис. 8.16, *а*). В этом случае ДН поворачивается на угол, меньший, чем α_1, главный лепесток становится несимметричным относительно своего максимума и УБЛ со стороны, противоположной смещению ДН, возрастает.

Смещение облучателя из фокуса используется в антеннах систем спутниковой связи и в радиолокации для сопровождения цели (ИСЗ, самолет и т. д.). Во избежание значительных искажений ДН из-за появления кубической фазовой ошибки угол поворота должен быть невелик и обычно не может превышать нескольких значений ширины главного лепестка ДН (по половинной мощности).

При смещении облучателя из фокуса вдоль оси зеркала на поверхности раскрыва возникают фазовые искажения, симметричные относительно вершины зеркала, что расширяет главный лепесток и увеличивает УБЛ ДН. При больших смещениях излучение в главном направлении уменьшается и главный лепесток раздваивается. Чтобы фазовая ошибка из-за смещения облучателей не превышала допустимого значения $\pi/4$, должно выполняться условие $\Delta z_{доп} < \lambda/8(1 - \cos\gamma_0)$.

8.3. Двухзеркальные антенны

Рассмотренные зеркальные параболические антенны по сравнению с другими типами антенн обладают хорошими электрическими характеристиками, технологичны в изготовлении и имеют сравнительно простую конструкцию. Наряду с этими достоинствами они обладают

недостатками, которые в ряде случаев не позволяют удовлетворить комплексу требований, предъявляемых к современным антеннам. Такими недостатками являются большая длина тракта от антенны до приемопередающей аппаратуры и его размещение в поле излучения антенны; сложность обеспечения амплитудного распределения поля в раскрыве, близкого к равномерному, с сохранением высокого значения результирующего КИП ($\nu_{рез}$); неприемлемые в ряде случаев продольные габаритные размеры антенны и др. Поэтому наряду с однозеркальными схемами антенн были разработаны так называемые *двухзеркальные антенны*, в которых перечисленные недостатки проявляются в меньшей степени либо полностью устраняются. Среди многообразия типов двухзеркальных антенн есть две классические: это двухзеркальные антенны Кассегрена (рис. 8.17, *а*) и Грегори (рис. 8.17, *б*).

В этих антеннах используются две отражающие поверхности: основная – большое (обычно параболическое) зеркало и вспомогательная – малое зеркало, выполненное либо в виде части гиперболоида вращения (рис. 8.17, *а*), либо в виде части эллипсоида вращения (рис. 8.17, *б*).

Пусть облучатель с фазовым центром, находящимся в точке F_2, излучает в направлении малого зеркала сферическую волну. В каждой точке поверхности зеркала соблюдается правило: угол отражения равен углу падения. При этом вследствие геометрических свойств ги-

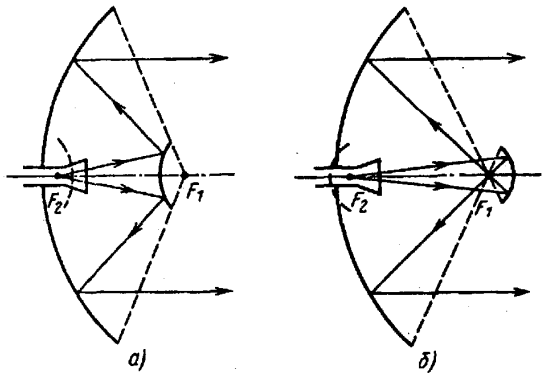


Рис. 8.17

перболы (или эллипса) отражаемая малым зеркалом волна, снова оказываясь сферической, как бы исходит из одной точки – фокуса гиперболы (или эллипса) F_1, совмещенного с фокусом большого зеркала – параболы. Эта волна трансформируется большим зеркалом в плоскую. Второй фокус малого зеркала F_2 совмещается с фазовым центром облучателя (обычно рупора).

Геометрия двухзеркальной антенны определяется следующими параметрами (рис. 8.18): R_0 и $R_м$ – соответственно радиусы раскрывов большого и малого зеркал, обычно $R_м = (0{,}1...0{,}2)R_0$; $2\gamma_0$ – угол раскрыва большого параболоида; $2\alpha_0$ – угол облучения источником (облучателем) краев малого зеркала; f_0 – фокусное расстояние большого зеркала; $f_м$ – фокусное расстояние малого зеркала; $2c$ – расстояние между фокусами малого зеркала; e – эксцентриситет малого зеркала. Из перечисленных параметров независимыми являются четыре параметра, остальные могут быть определены через них. Обычно в качестве независимых переменных берутся R_0, $R_м$, γ_0, α_0.

В антенне Кассегрена угол γ_0 может быть больше 90°. В антенне Грегори угол γ_0 может быть взят лишь меньше 90° (если $\gamma_0 > 90°$, 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.

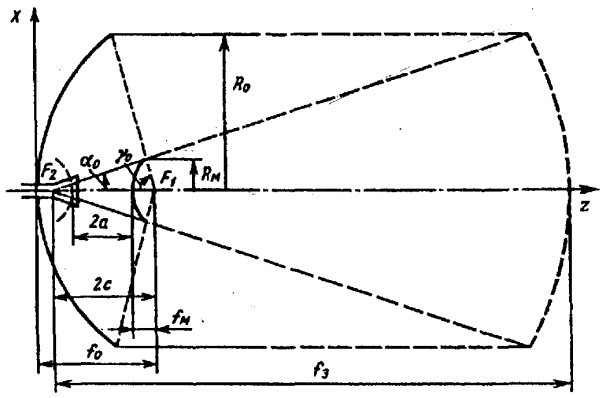


Рис. 8.18

Для расчета ДН двухзеркальной антенны необходимо знать амплитудное распределение в раскрыве большого зеркала, которое можно найти методом геометрической оптики. Для этого следует заменить двухзеркальную систему *эквивалентным параболоидом* и найти амплитудное распределение в его раскрыве.

Такой прием позволяет при расчете амплитудного распределения исключить из рассмотрения вспомогательное зеркало. Поверхность эквивалентного параболоида представляет собой геометрическое место точек пересечения лучей, создаваемых облучателем, находящимся в фокусе малого зеркала F_2, с лучами, отраженными от основного зеркала (см. рис. 8.18).

Двухзеркальная антенна по своим электрическим свойствам эквивалентна однозеркальной антенне с параболическим зеркалом с фокусным расстоянием $f_э$, рассчитываемым по формулам, полученным методом геометрической оптики (см., например, [2]):

$$f_э = (e + 1)f_0/(e - 1) \tag{8.20}$$

(вспомогательное зеркало – гиперболоид);

$$f_э = (e + 1)f_0/(1 - e) \tag{8.21}$$

(вспомогательное зеркало – эллипсоид); e – эксцентриситет малого зеркала.

Радиус раскрыва эквивалентного параболоида равен радиусу раскрыва большого зеркала двухзеркальной антенны R_0. Величины f_0 и $f_э$ связаны соотношением

$$\frac{f_э}{f_0} = \frac{tg(\gamma_0/2)}{tg(\alpha_0/2)} = \frac{|e+1|}{|e-1|}. \tag{8.22}$$

Амплитудные распределения в раскрывах эквивалентного параболоида и основного зеркала одинаковы и рассчитываются так же, как в случае однозеркальной антенны (см. 8.2.2). Для получения близкого к равномерному амплитудного распределения (максимального КИП) ДН облучателя должна быть похожа на идеализированную диаграмму, изображенную на рис. 8.13 (кривая *2*).

Из (8.22) видно, что фокусное расстояние эквивалентного параболоида больше фокусного расстояния основного зеркала. Следова-

тельно, при данном облучателе амплитудное распределение в раскрыве двухзеркальной антенны получается более равномерным, чем у однозеркальной антенны с таким же отношением R_0/f.

Двухзеркальная антенна обладает рядом преимуществ по сравнению с однозеркальной. Вспомогательное зеркало облегчает подбор наиболее благоприятного амплитудного распределения в раскрыве параболоида (подробный анализ показывает, что трансформация амплитуд поля источника происходит только на малом зеркале; большое зеркало лишь выравнивает фазовое распределение) и тем самым обеспечивает сравнительно высокий результирующий КИП зеркала. Так как в двухзеркальной антенне облучатель можно расположить близко к основному зеркалу, то упрощается подводка питания к облучателю, укорачивается длина линии питания и облегчается крепление этой линии и облучателя. Укорочение линии питания ведет к уменьшению потерь в ней и снижению шумовой температуры тракта питания (см. § 10.3), что важно при использовании антенн в спутниковой и космической радиосвязи.

Применяя в двухзеркальной системе поверхности, несколько отличные от правильных параболоидов, эллипсоидов и гиперболоидов (*квазипараболические* или *оптимизированные* антенны), можно добиться более равномерного амплитудного распределения поля в раскрыве основного зеркала при меньшем переливании энергии через его края, чем это имеет место в обычной двухзеркальной антенне. Более равномерное амплитудное распределение в раскрыве большого зеркала при большом коэффициенте перехвата (ν_1) обеспечивается малым зеркалом благодаря модификации формы его поверхности. При этом модифицированная форма поверхности большого зеркала восстанавливает синфазность возбуждения его раскрыва.

Оптимизация двухзеркальной антенны состоит в подборе профилей зеркал в соответствии с заданной формой ДН облучателя. Основными требованиями, предъявляемыми к форме ДН облучателя оптимизируемой антенны, являются ее осевая симметрия и минимальная утечка энергии вне сектора облучения малого зеркала (крутые скаты ДН).

Другие типы двухзеркальных антенн, наиболее широко применяемые в радиорелейных линиях связи, описаны в [2].

8.4. Облучатели зеркальных антенн

В качестве облучателей зеркальных антенн применяют слабонаправленные антенны, обладающие однонаправленным излучением (в сторону зеркала). Фазовый центр облучателя совмещается с фокусом зеркала. Если облучатель не обладает однозначно выраженным фазовым центром, как, например, пирамидальный рупор, то положение такого облучателя относительно фокуса параболического зеркала подбирается экспериментально.

Диаграмма направленности облучателя должна обеспечивать требуемое амплитудное распределение в раскрыве при малом переливании энергии через края зеркала, по возможности обладать осевой симметрией и минимальным уровнем боковых и задних лепестков.

Диапазонные свойства параболической антенны в основном зависят от облучателя, поэтому от него требуется широкая полоса пропускаемых частот как по направленным свойствам, так и по согласованию.

Вибраторные облучатели, питаемые с помощью коаксиальных линий, применяют обычно в дециметровом диапазоне и в длинноволновой части сантиметрового диапазона. Для создания однонаправленного излучения используют контррефлекторы в виде пассивных вибраторов или металлических дисков диаметром $(0{,}7...0{,}8)\lambda$. Фазовый центр облучателя находится между вибратором и контррефлектором.

Вибраторы, питаемые с помощью волноводов, – *волноводно-вибраторные облучатели* (рис. 8.19) – применяют на волнах короче 10 см. В середине выходного отверстия волновода перпендикулярно линиям вектора $\vec{E}$ устанавливается тонкая металлическая пластина, к которой крепят два вибратора на расстоянии примерно $(0{,}3...0{,}25)\lambda$ друг от друга. Вибраторы возбуждаются полем, выходящим из открытого конца волновода. Длины вибраторов подбираются так, чтобы второй вибратор играл роль контррефлектора. Фазовый центр располагается между вибраторами (бли-

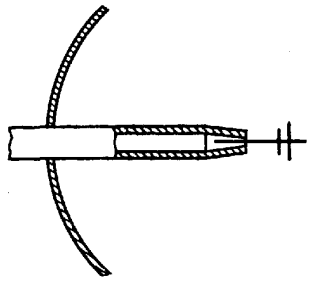


Рис. 8.19

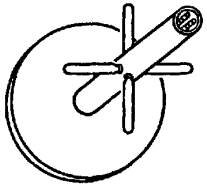


Рис. 8.20

же к первому из них). Вибраторные облучатели целесообразно использовать в случае довольно глубоких параболических зеркал (при $2\gamma_0 = 120...180°$).

Для создания круговой поляризации можно применять *спиральный* или *турникетный облучатель* (рис. 8.20). Облучатели этого типа используются также в зеркальных антеннах, если передаваемые поля имеют взаимно перпендикулярную поляризацию. В этом случае один из вибраторов предназначен для передачи, другой – для приема.

На сантиметровых и более коротких волнах широко применяют *волноводные* (круглые и прямоугольные) и *рупорные облучатели* (рис. 8.21). Эти облучатели позволяют передавать большую мощность и имеют лучшие диапазонные свойства, чем вибраторные. Рупорный облучатель с фазирующей секцией позволяет получать волну с круговой поляризацией.

Облучатели, предназначенные для двухзеркальных неоптимизированных и оптимизированных антенн, должны иметь ДН с максимумами в направлении кромки малого зеркала и с небольшой впадиной в направлении его вершины (см. рис. 8.13), кривая *3*, а лучше *2*). Близкую к такой ДН имеют расфазированные рупоры.

Среди различных типов рупорных антенн, позволяющих получать требуемую форму ДН облучателя двухзеркальных антенн, назовем расфазированные рупоры, расфазированные рупоры с изломом конической образующей (рис. 8.22), расфазированные рупоры с диэ-

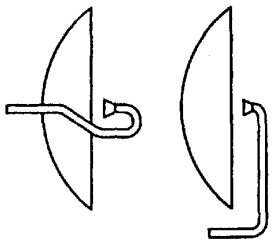


Рис. 8.21

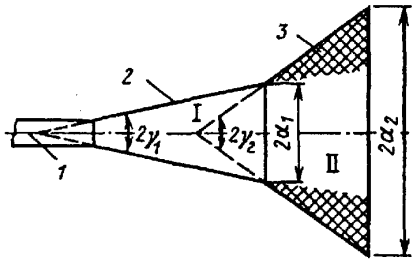


Рис. 8.2

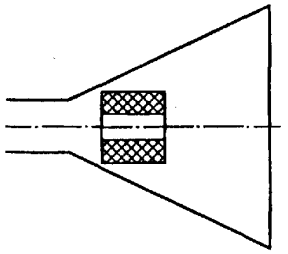


Рис. 8.23

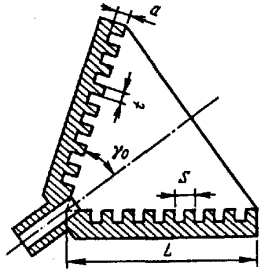


Рис. 8.24

лектрической втулкой (рис. 8.23), рупор с импедансными структурами (рис. 8.24). Описание и основные параметры этих и некоторых других рупорных антенн – облучателей двухзеркальных антенн можно найти в [2].

8.5. Антенна – параболический цилиндр. Уголковая антенна

В ряде случаев необходимо в двух главных плоскостях иметь ДН, значительно отличающиеся по ширине. При этом пространственная ДН будет в форме веера. Для получения веерной ДН размеры раскрыва антенны в двух взаимно перпендикулярных плоскостях должны быть различны. Такую диаграмму легко получить с помощью антенны, состоящей из металлического зеркала, поверхность которого имеет форму параболического цилиндра, и линейного облучателя, расположенного вдоль фокальной оси этого цилиндра (рис. 8.25). Элементы линейного излучателя возбуждаются синфазно. Сечение цилиндра плоскостью *y0z* представляет параболу, а плоскостью *x0z* – прямую линию. Длина облучателя равна примерно длине (высоте) цилиндра *h*.

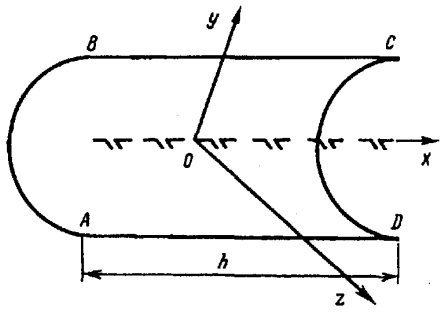


Рис. 8.25

Если на поверхность цилиндра падает 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 трансформирующими свойствами. Поверхность раскрыва цилиндра $ABCD$ имеет форму прямоугольника со сторонами $2R_0 = AB$ и h и возбуждается синфазно. Синфазность возбуждения вдоль оси y обеспечивается трансформирующими свойствами параболического цилиндра в плоскости $y0z$, а вдоль оси x – тем, что все элементы линейного облучателя возбуждаются синфазно и создают вдоль оси облучателя синфазное поле.

В плоскости $x0z$ ДН параболического цилиндра (см. рис. 8.25) копирует ДН синфазного облучателя. Ее ширина определяется линейным размером облучателя и амплитудным распределением поля вдоль оси x. В плоскости $y0z$ ДН антенны может быть рассчитана методом, изложенным в 8.2.2, но при этом функция $f_1(\gamma) = \sqrt{1+\cos\gamma}F_0(\gamma)/\sqrt{2}$, где $F_0(\gamma)$ – нормированная ДН облучателя в плоскости $y0z$.

Обычно результирующий КИП параболического цилиндра не превышает 0,5…0,6.

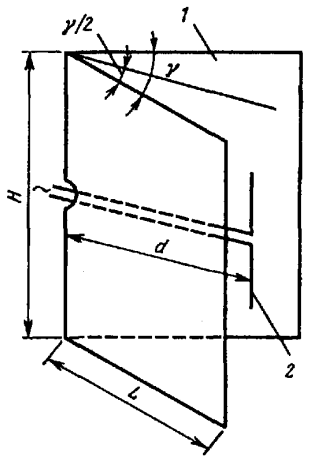


Рис. 8.26

Параболический цилиндр может облучаться [2] с помощью синфазной многощелевой волноводной антенны, волноводной многовибраторной антенны, рупорной линейной решетки, сегментной параболической антенны, уголковой антенны и т. п.

Уголковая антенна (рис. 8.26) состоит из зеркала (рефлектора *1*), образованного двумя плоскими металлическими пластинами, и вибратора (*2*) или системы коллинеарных вибраторов, расположенных в плоскости биссектрисы угла зеркала γ. Поле, излученное антенной, является суммой поля, излучаемого непосредственно вибратором (облучателем), и поля, создаваемого вторичными

токами, текущими по поверхности зеркала. Подбором угла γ и расстояния d от оси облучателя до вершины зеркала максимальное излучение получается в направлении биссектрисы угла γ. Угол γ обычно берется равным $180°/n$, где n – целое число (1, 2, 3…).

Уголковая антенна отличается конструктивной простотой. Крепление вибраторов можно осуществлять с помощью как диэлектрических, так и «металлических» изоляторов, что предпочтительнее. Такая антенна при ее приемлемых размерах позволяет получать ДН шириной примерно до 20° (по половинной мощности). По своим направленным свойствам антенна близка к параболическому цилиндру с такими же размерами.

8.6. Уровень излучения параболической антенны в области тени

В ряде случаев, в частности в радиорелейной связи, важное значение имеет УБЛ в заданных квадрантах в направлениях, близких к 180°. В этих направлениях излучение (коэффициент защитного действия) должно составлять не более – (60 …70) дБ.

Удовлетворительную точность расчета излучения в области тени дает метод геометрической теории дифракции (ГТД). Как и геометрическая оптика, ГТД базируется на предположении, что энергия распространяется вдоль лучей, однако в отличие от геометрической оптики в ней помимо падающих, отраженных и преломленных лучей рассматриваются так называемые дифракционные лучи.

Напряженность поля, создаваемого в области тени параболической антенны, обусловлена в основном краевыми дифрагированными лучами, возникающими в местах падения волны, созданной облучателем. В случае зеркальной антенны – это волна, созданная облучателем на краю (ребре) зеркала (рис. 8.27).

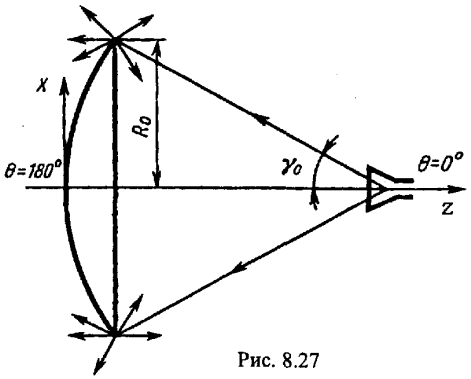


Рис. 8.27

В направлении оси зеркала поляризация дифрагированного поля, определяемого ребром антенны, соответствует поляризации поля облучателя. Кроссполяризационная составляющая поля для направлений, близких к оси зеркала, невелика. Будем считать, что облучатель создает поле, поляризованное в направлении, параллельном оси x. Как показано в [2], составляющая дифрагированного поля $E_x^{\text{д}}$ в направлении $\theta = 180°$ и близких к нему определяется выражением

$$E_x^{\text{д}} = \left[\frac{\Delta E_0 R_0}{2} \frac{J_0(kR_0 \sin\theta)}{\sin(\gamma_0/2)} - \cos 2\varphi J_2(kR_0 \sin\theta) \right] \frac{\exp(-ikr)}{r}, \quad (8.23)$$

где E_0 – напряженность поля, создаваемого облучателем в центре раскрыва зеркала (в случае двухзеркальной антенны это центр раскрыва эквивалентного параболоида); φ – полярный угол в плоскости $y0z$; $\Delta = E_{\text{кр}}/E_0$; γ_0 – половина угла раскрыва антенны. При выводе формулы (8.23) предполагалось, что ДН облучателя осесимметрична и поэтому уровень облучения краев зеркала одинаков.

При расчете значений $E_x^{\text{д}}$ в плоскости E следует в (8.23) положить $\varphi = 0$, а в плоскости H – $\varphi = \pi/2$.

Подставляя в (8.23) $\theta = 180°$ и нормируя это выражение к напряженности поля в направлении максимального излучения антенны, получаем выражение для коэффициента защитного действия (КЗД) в плоскости E, т.е. при $\varphi = 0°$.

$$\frac{E(180°)}{E(0°)} = \frac{\Delta}{\sqrt{\left(1+\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \frac{(1-\Delta)^2}{12}}} \frac{\lambda}{\pi R_0 \sqrt{\nu_a}} \frac{1}{2\sin(\gamma_0/2)}, \quad (8.24)$$

где λ – рабочая длина волны; ν_a – апертурный КИП параболической антенны.

Как показывают расчеты по формуле (8.24), для параболических антенн с углами раскрыва $2\gamma_0 = (120...180)°$ КЗД составляет – (50..60) дБ. Более подробно об излучении зеркальной антенны в области тени с данными расчета и эксперимента можно найти в [2,62]. Дополнительное ослабление приема сигналов, идущих со стороны теневой области, возможно за счет применения средств, описанных в гл. 13.

***Литература**: основная* [*34, 55*], *дополнительная* [*2, 30, 62*].

Контрольные вопросы

1. В чем состоит строгий метод расчета поля излучения открытого конца волновода?
2. Чем отличается приближенное (инженерное) решение задачи об излучении открытого конца волновода от строгого метода?
3. Объясните основные особенности (достоинства и недостатки) антенны в виде открытого конца волновода.
4. Назовите области применения антенны в виде открытого конца волновода.
5. Назовите типы рупорных антенн, изобразите структуру поля в рупорной антенне, объясните, чем отличается структура поля в рупоре и питающем волноводе.
6. Чем объясняется несинфазность возбуждения раскрыва рупорной антенны, каков закон изменения фазы?
7. Как в оптимальном рупоре связаны между собой длина рупора, размеры раскрыва и величина максимальных фазовых искажений в нем?
8. Какие рупорные антенны называются расфазированными? Назовите особенности их ДН.
9. Поясните механизм преобразования линейно поляризованной волны в волну с круговой поляризацией.
10. Как можно объяснить принцип действия зеркальной антенны с точки зрения апертурного и токового методов?
11. Перечислите основные особенности двухзеркальных антенн по сравнению с однозеркальными.
12. Назовите основные причины, определяющие величину результирующего КИП зеркальной антенны.
13. Чем ограничено предельное значение КНД зеркальной антенны?
14. Что принято называть реакцией зеркала на облучатель, каковы способы ее ослабления?
15. Поясните понятие эквивалентного параболоида и целесообразности его введения.
16*. В чем заключается оптимизация двухзеркальной антенны, каковы цели оптимизации?
17*. По каким признакам можно классифицировать облучатели зеркальных антенн?
18*. От чего зависит уровень боковых лепестков, ближайших к главному лепестку ДН?

Глава 9. СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ И РЕШЕТКИ С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛОВ

9.1. Назначение и методы сканирования

Под *сканированием* в антенной технике понимают процесс перемещения основного лепестка ДН в пространстве. Сканирование может осуществляться механическим, электромеханическим и электрическим способами. Первый способ реализуется путем поворота всей антенны. При втором способе осуществляется механическое управление отдельным элементом антенны, в результате чего изменяется положение ДН всей антенны (например, при смещении облучателя относительно фокуса в параболических антеннах, см. 8.2.6). Оба способа характеризуются значительной инерционностью, поскольку связаны с механическим перемещением всей антенны или ее части. Наибольшим быстродействием отличается третий способ сканирования, при котором антенна остается неподвижной в пространстве, а перемещение ДН осуществляется за счет изменения амплитудно-фазового распределения в раскрыве антенны электрическим путем. Инерционность электрического способа совершенно не зависит от размеров и массы антенны и определяется только быстродействием электрических цепей, которое на несколько порядков выше, чем в механических системах.

Электрическое сканирование осуществляется обычно на основе использования многоэлементных антенных решеток (АР). В простейшем случае, для линейных АР, положение максимума основного лепестка ДН относительно нормали к оси решетки определяется по аналогии с (3.18) соотношением

$$\theta_{гл} = \arcsin(\psi / kd) = \arcsin(\psi\lambda / 2\pi d). \qquad (9.1)$$

Из формулы (9.1) видно, что управлять положением максимума ДН электрическим путем можно, изменяя либо сдвиг фаз между токами в соседних излучателях ψ (фазовый способ), либо длину волны λ (или частоту f) колебаний (частотный способ, см. § 7.3). Кроме фазового и частотного используется амплитудный способ электрического сканирования, осуществляемый путем изменения амплитуд (коммутации) на входах многолучевой антенной системы.

Современные антенны с электрическим сканированием, управляемые быстродействующими ЭВМ, позволяют реализовывать целый ряд преимуществ по сравнению с обычными типами антенн. В радиосвязи электрическое сканирование применяется, например, в спутниковых системах связи и позволяет осуществлять многостационарный доступ к ИСЗ, т. е. использовать один бортовой ретранслятор для нескольких наземных станций, что достигается почти мгновенным переключением максимума ДН бортовой антенны с одного направления на другое.

Применительно к радиолокационным системам преимущества электрического сканирования заключаются в возможности непрерывной многофункциональной работы – поиска, захвата и сопровождения многих целей при одновременном обзоре пространства в широком секторе углов.

Антенны с электрическим сканированием, обладающие жесткой конструкцией, не требующей механических перемещений, позволяют реализовывать бóльшие предельные значения КНД, чем обычные (например, параболические) антенны, поскольку они менее подвержены весовым, ветровым и другим деформациям, возникающим в процессе эксплуатации. Преимуществом антенн с электрическим сканированием является также электрическая стабилизация при работе с подвижных платформ, например, при установке антенн на палубе корабля или борту летательного аппарата. Многоэлементная основа подобных антенн позволяет решать такие важные задачи, как сложение в одном луче мощностей многих передатчиков, более полное извлечение информации из сигналов, принятых отдельными элементами, повышение надежности работы антенн и др.

Говоря о преимуществах антенн с электрическим сканированием, нельзя не отметить и их недостатки, основными из которых являются сложность этих устройств, высокая стоимость и большие затраты на эксплуатацию. Поэтому применению подобных антенн в радиотехнических системах и системах радиосвязи должна предшествовать тщательная работа по определению эффективности и экономической целесообразности системы в целом.

9.2. Фазированные антенные решетки

9.2.1. Требования к шагу решетки

Фазовый способ электрического сканирования реализуется в антеннах, получивших название фазированных антенных решеток (ФАР). Наиболее распространены ФАР на основе линейных и плоских решеток, теория которых изложена в гл. 3. 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 ±60°). 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, позволяющих осуществлять сканирование в более широком секторе углов и обладающих рядом дополнительных преимуществ [8].

Принцип работы ФАР, как было показано в гл. 3, 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 предполагает, что в решетке устранена возможность появления вторичных главных максимумов, обусловленных синфазным сложением полей (точнее, со сдвигом фаз 2π) в направлениях, отличных от направления главного максимума. Для линейной решетки из элементов, ДН которых близка к ненаправленной, вторичные главные максимумы, как показано в 3.2.3, будут отсутствовать, если шаг решетки

$$d < \lambda/(1 + \sin\theta_{max}), \qquad (9.2)$$

где θ_{max} – максимальный угол отклонения луча относительно перпендикуляра к оси решетки. Для плоской решетки с размещением элементов, близких к ненаправленным, в узлах прямоугольной или гексогональной сеток (см. рис. 3.19) вторичные главные максимумы будут отсутствовать, если шаг решетки удовлетворяет требованиям (3.71), (3.72), где под $\theta_{гл}$ следует понимать максимальный угол отклонения луча в соответствующей плоскости.

Использование ненаправленных элементов имеет смысл при сканировании в широком секторе углов. При ограниченном секторе сканирования в принципе возможно применение направленных излучателей, имеющих ДН с шириной по уровню половинной мощности $\Delta\theta_{0,5} \approx 2\theta_{max}$. Естественно, что размещение направленных излучателей возможно только при шаге, превышающем (9.2). При этом возникают вторичные главные максимумы множителя системы $\widetilde{F}_c$, однако в результирующей ДН эти максимумы в значительной степени подавляются за счет направленности излучения одиночного излучателя. Основным преимуществом подобных ФАР является уменьшение числа излучателей при заданных требованиях к ширине ДН, определяющих общие размеры раскрыва ФАР, и, главное, уменьшение числа требуемых фазовращателей.

Добиться уменьшения числа требуемых фазовращателей можно и при использовании более простых, ненаправленных излучателей, размещаемых с шагом, близким к $0{,}5\lambda$, если объединять их в группы, управляемые одним фазовращателем (рис. 9.1). Каждую подрешетку можно рассматривать как направленный элемент решетки. Число излучателей в одной группе выбирается из условия, чтобы ДН подрешетки имела ширину $\Delta\theta_{0,5} \approx 2\theta_{max}$. Подобный метод, как и предыдущий, эффективен только при сканировании в узком секторе углов ($\theta_{max} < 20°$).

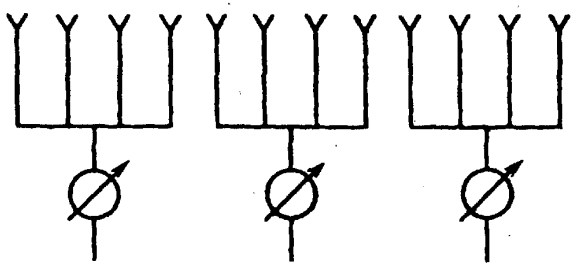


Рис. 9.1

9.2.2. Излучающие элементы ФАР

В качестве излучающих элементов ФАР наиболее широко используются вибраторы, излучатели в виде открытых концов волноводов, рупоры, спиральные антенны. Находят применение также диэлектрические антенны. Выбор конкретного типа излучателя определяется целым рядом требований, основными из которых являются: заданный частотный диапазон, требования к форме ДН одного элемента (определяемые шириной сектора сканирования), поляризационная характеристика, излучаемая мощность, рабочая полоса частот, возможность размещения элементов в узлах прямоугольной или гексогональной сетки.

При широкоугольном сканировании ДН отдельного элемента должна быть близка к ненаправленной. Поперечные размеры излучающих элементов для выполнения условий размещения их в узлах решетки не должны превышать $\lambda/2$. При линейной поляризации используются симметричные вибраторы и излучатели в виде открытых концов волноводов прямоугольного или круглого сечения. Для решетки с круговой поляризацией находят применение плоские спирали и крестообразные вибраторы. В случае волноводных излучателей для получения круговой поляризации используются фазирующие секции или специальные системы возбуждения. При малых и средних уровнях мощности применяются антенны в печатном исполнении.

При сканировании в ограниченном секторе углов (менее ±20°) можно использовать направленные излучатели в виде директорных антенн, рупоров, цилиндрических спиралей, диэлектрических антенн.

Так как ФАР может содержать большое число элементов (до десятков тысяч), то они должны быть дешевыми, надежными в работе, одинаковыми по своим параметрам, иметь малую массу, что особенно важно для бортовых ФАР. Даже небольшое снижение массы и стоимости отдельного излучающего элемента дает весьма значительный эффект.

9.2.3. Взаимное влияние элементов ФАР

Во избежание появления вторичных главных максимумов излучающие элементы решетки должны располагаться сравнительно

близко относительно друг друга, вследствие чего возникает взаимное влияние, которое может существенно нарушить нормальную работу ФАР.

Наличие взаимной связи проявляется по-разному в зависимости от условий возбуждения элементов решетки. Предыдущее рассмотрение (см. гл. 3) предполагало, что токи в излучающих элементах заданы, т. е. «навязаны» схемой питания. Наличие взаимной связи приводит к тому, что входное сопротивление излучателя в решетке отличается от соответствующей величины в свободном пространстве. Для расчета $Z_{вх}$ может быть использован точный поэлементный подход, рассмотренный в § 3.5. Поскольку наведенные сопротивления зависят от соотношения амплитуд и фаз токов, а фазы меняются в процессе сканирования, то величина $Z_{вх}$ также зависит от направления излучения. В результате меняется мощность, которую должны отдавать генераторы, питающие отдельные элементы решетки.

Реальное возбуждение элементов ФАР осуществляется иначе, например с помощью разветвленной фидерной системы, в каждом тракте которой стремятся создать режим бегущей волны. В этих условиях в процессе сканирования обеспечивается постоянный уровень падающей мощности, а под амплитудой и фазой возбуждения элементов подразумеваются амплитуда и фаза падающей волны. Взаимное влияние здесь проявляется в появлении отражений в тракте питания, обусловленных попаданием энергии от соседних излучателей в тракт каждого элемента, причем коэффициент отражения $\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})$ в тракте питания элемента решетки при одновременном возбуждении всех элементов зависит от направления максимального излучения и связан с величиной $Z_{вх}$ и волновым сопротивлением тракта $Z_в$ соотношением

$$Z_{вх}/Z_в = [1 + \tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})]/[1 - \tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})]. \quad (9.3)$$

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 – термин, возникший применительно к приемному режиму работы). В частности, эффект, близкий к «ослеплению», наблюдается, если шаг решетки таков, что

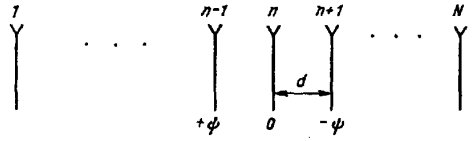


Рис. 9.2

допускает возможность появления вторичного главного максимума. Это можно показать следующим образом.

Рассмотрим взаимодействие элементов линейной антенной решетки (рис. 9.2), шаг которой $d = \lambda/(1 + \sin\theta'_{гл})$, где $\theta'_{гл}$ – угловое положение луча, при котором в ДН появляется вторичный главный максимум. Тогда фаза поля, попадающего от элемента с номером n (фаза тока в котором условно принята за нулевую) в элемент 1, расстояние до которого равно $(n-1)d$, $\psi_1 = -k(n-1)d$. Аналогично для элемента с номером $(n+1)$, фаза тока в котором равна $\psi_1 = -kd\sin\theta_{гл}$, где $\theta_{гл}$ – требуемое направление главного максимума в секторе сканирования, имеем $\psi_2 = -knd - \psi$. Разность этих фаз $\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2 = 2\pi(1 + \sin\theta_{гл})/(1 + \sin\theta'_{гл})$. В момент прохождения лучом направления $\theta_{гл} = \theta'_{гл}$, т. е. при появлении вторичного главного максимума, $\Delta\psi = 2\pi$, что соответствует синфазному сложению полей, попавших в тракт излучателя 1 от элементов с номерами n и $(n+1)$. Поскольку для других излучателей фазовые соотношения аналогичны, то будет наблюдаться резкое усиление отражений в трактах.

Величину отражения в трактах питания можно оценить, исследуя ДН одного элемента в составе решетки. В режиме, когда амплитудно-фазовое распределение вдоль решетки определяется амплитудой и фазой падающих волн в трактах питания отдельных излучателей, диаграмме направленности одного элемента $\tilde{F}_0(\theta, \varphi)$ соответствует ситуация, когда падающая волна подается на вход только одного излучателя. При этом энергия, попадающая в тракты соседних излучателей, должна быть полностью поглощена, ибо в противном случае возникшие отраженные волны будут эквивалентны волнам, падающим на входы соседних излучателей. Таким образом, ДН одного элемента соответствует режим, когда даный элемент возбужден, а остальные элементы нагружены на согласованные нагрузки. 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 практически все элементы работают в одинаковом режиме в смысле соседнего окружения (крайние элементы для выравнивания условий работы иногда специально окружают пассивными элементами, нагруженными на согласованные нагрузки). В этом случае функция $\tilde{F}_0(\theta, \varphi)$ примерно одинакова для всех элементов.

Рассмотрим плоскую решетку с равноамплитудным возбуждением ($v_a = 1$), не обладающую тепловыми потерями. Пусть шаг решетки исключает возможность возникновения вторичных главных максимумов. Тогда отличие коэффициента усиления всей решетки в направлении максимума излучения $\theta_{гл}$, $\varphi_{гл}$ от КНД (3.75) определяется только отражением энергии от излучателей, т.е.

$$G(\theta_{гл}, \varphi_{гл}) = 4\pi(S/\lambda^2)\cos\theta_{гл}(1 - |\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})|^2).$$

Если в этом же направлении определить КУ одного излучателя $G_1(\theta_{гл}, \varphi_{гл})$ с учетом влияния соседних излучателей, то

$$G(\theta_{гл}, \varphi_{гл}) = NG_1(\theta_{гл}, \varphi_{гл}),$$

где N – число излучателей. Сравнивая две последние формулы, получаем

$$G_1(\theta_{гл}, \varphi_{гл}) = 4\pi(S/N\lambda^2)\cos\theta_{гл}(1 - |\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})|^2). \qquad (9.4)$$

В то же время величину $G_1(\theta_{гл}, \varphi_{гл})$ можно определить в режиме возбуждения только одного элемента, когда остальные излучатели нагружены на согласованные нагрузки:

$$G_1(\theta_{гл}, \varphi_{гл}) = D_1\eta_1(1 - |\tilde{\Gamma}_1|^2)F_0^2(\theta_{гл}, \varphi_{гл}), \qquad (9.5)$$

где D_1 – КНД одного элемента, определяемый формой диаграммы $F_0(\theta, \varphi)$, η_1 – КНД решетки в указанном выше режиме возбуждения одного элемента; $\tilde{\Gamma}_1$ – коэффициент отражения от входа возбужденного элемента. Сравнивая (9.5) и (9.4), видим, что

$$1 - |\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})|^2 = \frac{D_1\eta_1(1 - |\tilde{\Gamma}_1|^2)N\lambda^2F_0^2(\theta_{гл}, \varphi_{гл})}{4\pi S\cos\theta_{гл}}. \qquad (9.6)$$

Отсюда следует, что вместо измерений $|\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})|$ при возбуждении всех элементов решетки достаточно измерить ДН $F_0(\theta, \varphi)$ при возбуждении только одного элемента (что значительно проще) и по ней судить о величине $|\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})|$. В частности, нулевому провалу в функции $F_0(\theta, \varphi)$ соответствует $|\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})| = 1$, т. е. полное отражение энергии от входов излучателей при попытке сформировать максимум излучения в направлении провала («ослепление» решетки).

Из (9.6) можно установить также форму ДН идеального излучателя, при которой решетка может быть согласована для любого положения луча в пространстве. Действительно, если в пределах сектора сканирования

$$F_0(\theta, \varphi) \sim \sqrt{\cos\theta} \qquad (9.7)$$

то функция $1 - |\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})|^2$ не будет зависеть от угла и в решетке, согласованной, например, в направлении $\theta_{гл} = 0$, не возникает отражений при любом положении луча.

Диаграмма направленности реальных излучателей с учетом взаимного влияния может существенно отличаться по форме от (9.7). На рис. 9.3 для примера изображена ДН волноводного излучателя в составе решетки [8], а также ДН идеального излучателя. Как видно, нулевые провалы, соответствующие «ослеплению» решетки, могут возникнуть не только при углах, соответствующих появлению вторичных главных максимумов, но и при углах, меньших $\theta_{вт\ max}$. Это может быть связано с разными причинами, в частности с возможностью возбуждения над решеткой, содержащей диэлектрическое покрытие, поверхностной волны; возбуждения в волноводных излучателях высших типов из-за несимметрии внешнего поля при сканировании и др.

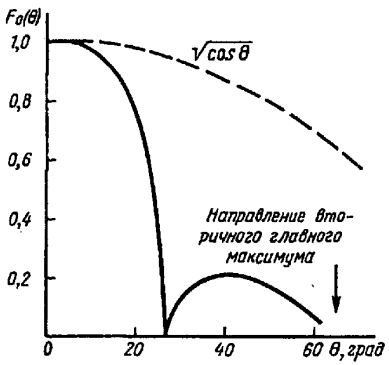


Рис. 9.3

Отражения в трактах излучателей, возникшие вследствие отличия F_0 от идеальной формы (9.7), нельзя устранить обычными

методами согласования [20], поскольку $|\tilde{\Gamma}(\theta_{гл}, \varphi_{гл})|$ 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 (8). Для уменьшения влияния отражений на работу генераторов применяются 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 с уменьшением КУ решетки.

9.2.4. Схемы возбуждения ФАР

Схема возбуждения ФАР предназначена для подведения энергии, вырабатываемой генератором, к излучателям (в передающем режиме) и подведении энергии, принимаемой отдельными элементами, ко входу приемника (в приемном режиме) и реализации требуемого амплитудного распределения. Используют схемы возбуждения как фидерного (с помощью линий передачи энергии), так и оптического типа, при котором энергия от облучателя до отдельных элементов распространяется в свободном пространстве. Схема питания включает фазовращатели.

В схемах фидерного типа деление мощности может осуществляться либо последовательным, либо параллельным способом. При последовательном делении для уменьшения потерь фазовращатели подключаются в тракты, идущие к излучателям (рис. 9.4). 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 помещается

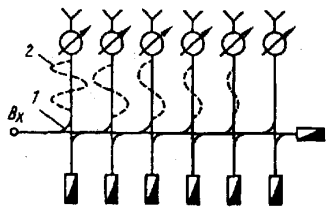


Рис. 9.4

согласованная нагрузка, в которой поглощается 5...10 % мощности. Отвод энергии в тракты излучателей осуществляется с помощью элементов связи, индивидуально согласованных с питающим трактом, например направленных ответвителей *1* (см. рис. 9.4), причем коэффициенты связи выбираются из условия реализации требуемого амплитудного распределения. В последовательной схеме электрические пути от входа схемы до излучателей не равны, поэтому начальный фазовый сдвиг (фазовые запаздывания без учета фазовращателей) на входах излучателей линейной ФАР, изображенной на рис. 9.4,

$$\psi_{нач} = n\beta d, \qquad (9.8)$$

где $\beta = k(c/\upsilon)$, υ – фазовая скорость волны в питающем фидере; n – номер излучателя. При изменении частоты различие в длинах путей, проходимых сигналами до каждого излучателя, вносит дополнительные фазовые искажения, для устранения которых в тракты иногда вводятся компенсирующие отрезки (фазовые компенсаторы *2*), обеспечивающие $\psi_{нач} = 0$. Для устранения влияния рассогласования излучателей на форму ДН отраженные волны поглощают в согласованных нагрузках, подключаемых к направленным ответвителям (см. рис. 9.4). В противном случае эти волны отразятся от элементов связи, вновь возвратятся к излучателям и вызовут дополнительное излучение. Поскольку отраженные волны каждый раз проходят через фазовращатели, т.е. приобретают дополнительные фазовые сдвиги, то максимум излучения за счет отраженных волн не совпадает с максимумом основной ДН, что приводит к ее искажению.

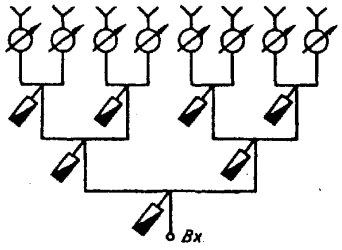


Рис. 9.5

Параллельная схема возбуждения фидерного типа реализуется обычно в виде, изображенном на рис. 9.5 (схема типа «елочки»). Равенство путей сигналов от входа схемы до излучателей обеспечивает $\psi_{нач} = 0$ 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, направленные ответвители, кольцевые делители на полосковых линиях и др. Подключение согласованных нагрузок к делителям, например, мостового типа позволяет устранять влияние отражений от излучателей на форму ДН. Для борьбы с отражениями применяют также циркуляторы или вентили, подключаемые ко входам излучателей.

Для плоских ФАР рассмотренные схемы фидерного типа используются как для возбуждения излучающих элементов одного ряда (этажа), так и подводки энергии к отдельным этажам.

В случае большого числа излучателей, когда фидерная схема питания становится весьма сложной, используются схемы возбуждения оптического типа, которые бывают двух видов: проходного и отражательного. В *проходной схеме* (рис. 9.6, *а*) энергия от облучателя, расположенного на расстоянии l от решетки [$l = (0{,}5...1)L$, где L – максимальный поперечный размер ФАР], улавливается приемными элементами решетки, проходит через управляемые фазовращатели и переизлучается элементами, расположенными на другой стороне решетки, в требуемом направлении.

В *схеме отражательного типа* (рис. 9.6, *б*) функции приема и излучения выполняют одни и те же элементы, что приводит к уменьшению числа излучателей по сравнению со схемами проходного типа. Сигнал, излучаемый облучателем и принимаемый элементом решетки, проходит через управляемый фазовращатель, отражается от короткозамыкателя и, пройдя фазовращатель еще раз, излучается

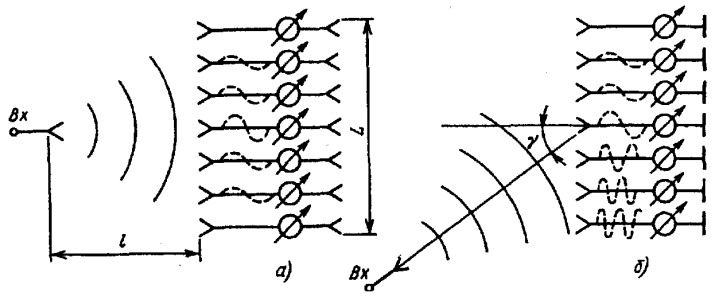


Рис. 9.6

элементом решетки. Для уменьшения затенения облучателем угол γ (см. рис. 9.6, *б*) рассчитывается таким образом, чтобы лучи в положении максимального отклонения проходили мимо излучателя.

Амплитудное распределение в схемах оптического типа зависит от формы ДН облучателя и геометрии системы. При этом справедливы формулы расчета амплитудного распределения, применяемые в теории зеркальных антенн, в том числе принципы оптимизации облучателей и увеличения КИП. 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 имеет нелинейный характер, что затрудняет реализацию схемы управления фазовращателями. Выравнивание начальных фаз возбуждения отдельных элементов может быть осуществлено с помощью специальных

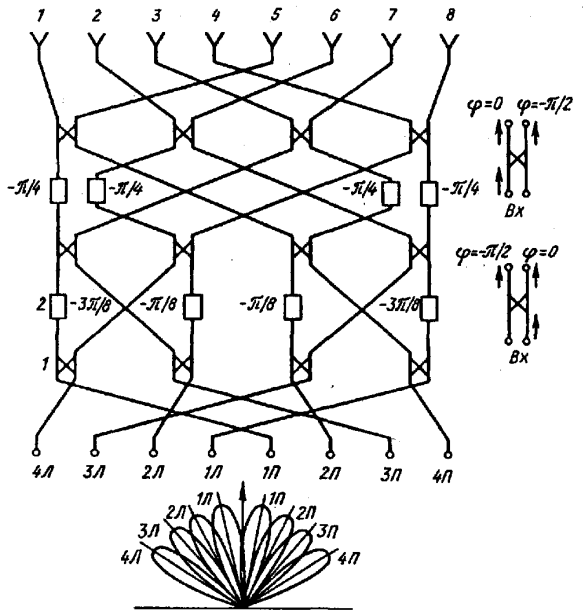


Рис. 9.7

линий задержки или фиксированных фазовращателей (см. рис. 9.7). Общим недостатком оптических схем является «переливание» части энергии облучателя за пределы решетки, что приводит к снижению КИП и дополнительному возрастанию боковых лепестков.

При сканировании в ограниченном секторе, например в секторе, не превышающем более чем в 10 раз ширину 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. 9.8). Направленность излучения определяется габаритами неуправляемой антенны, т. е. зеркала. Облучающая ФАР может быть построена по схеме фидерного или оптического типа, а неуправляемая антенна – по однозеркальной 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. 8.2.*б*). Специальная форма ФАР и зеркал позволяет снижать возникающие фазовые ошибки и тем самым расширять сектор сканирования.

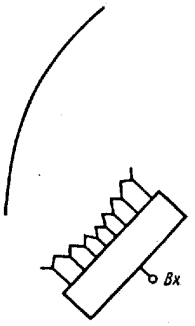


Рис. 9.8

9.2.5. Способы фазирования

Требуемые значения фазы возбуждения отдельных элементов определяются заданной ориентацией максимума ДН в пространстве и геометрией решетки. Для линейной решетки сдвиг фаз между токами в соседних излучателях ψ находится с использованием соотношения (9.1); соответственно требуемая фаза n-го излучателя (фазовое запаздывание)

$$\psi_{\text{треб}} = n\psi. \qquad (9.9)$$

Для плоской решетки с прямоугольной сеткой (см. рис. 3.19) сначала находятся фазовые сдвиги вдоль осей x и y с использованием (3.69), затем требуемая полная фаза возбуждения элементов

$$\psi_{\text{треб}} = n_x\psi_x + n_y\psi_y \qquad (9.10)$$

где n_x и n_y – порядковые номера излучателей по осям x и y. При более сложном законе размещения излучателей в раскрыве плоской ФАР (например, в узлах гексогональной сетки или в разреженных решетках) требуемое значение фазы излучателя, расположенного в точках с координатами (x_n, y_n), определяется непосредственно из условия компенсации разности фаз за счет разности хода (1.23) по формуле

$$\psi_{\text{треб}} = k(x_n \sin\theta_{\text{гл}} \cos\varphi_{\text{гл}} + y_n \sin\theta_{\text{гл}} \sin\varphi_{\text{гл}}). \qquad (9.11)$$

Величина $\psi_{\text{треб}}$ в конкретной схеме зависит от двух факторов: начального фазового сдвига $\psi_{\text{нач}}$ и фазового сдвига, вносимого фазовращателем. Следовательно, для ориентации максимума ДН в требуемом направлении фазовращатели в тракте каждого излучателя должны обеспечить фазовый сдвиг

$$\psi_{\text{ф}} = \psi_{\text{треб}} - \psi_{\text{нач}}, \qquad (9.12)$$

где $\psi_{\text{треб}}$ определяется соотношениями (9.9), (9.10) или (9.11), а начальный фазовый сдвиг $\psi_{\text{нач}}$ зависит от конкретной схемы питания, причем из значения $\psi_{\text{ф}}$ можно вычесть целое число 2π. В этом случае достаточно, чтобы фазовращатели обеспечивали фазовый сдвиг $0 \le \le \psi_{\text{ф}} \le 2\pi$, что упрощает конструкцию фазовращателей (однако вносит зависимость величины фазового сдвига от частоты колебаний).

При непрерывном способе фазирования (аналоговый способ) изменение фазы в каждом фазовращателе осуществляется плавно, что обеспечивает точную реализацию необходимого значения $\psi_{\text{ф}}$. Недостатками этого способа являются сложность управляющих схем, вырабатывающих плавно изменяющиеся сигналы; высокие требования к идентичности и стабильности работы фазовращателей.

При дискретном способе фазирования изменение фазы осуществляется скачком на величину Δ (дискрет фазы). Реализуется способ обычно с помощью операций включения или выключения (коммутации) в устройствах, управляющих работой фазовращателей, вследствие чего подобный способ получил название *коммутационного* или *дискретно-коммутационного*. При этом уменьшается влияние нестабильности характеристики фазовращателя (зависимости величины фазы от управляющего напряжения) на ДН, так как фазовый сдвиг определяется не величиной управляющего напряжения (тока), а его наличием или отсутствием, причем к амплитуде данного напряжения не предъявляется жестких требований. По этой причине дискретно-коммутационный способ фазирования получил в настоящее время более широкое практическое применение.

Величина дискрета Δ выбирается обычно равной $2\pi/M$, причем $M = 2^p$, где $p = 1, 2, 3, 4$. В этом случае для реализации любого фазового состояния (с дискретом Δ) в интервале $0 \le \psi_{\text{ф}} \le 2\pi$ требуется p каскадов проходного фазовращателя (для фидерных схем питания и проходных схем оптического типа), причем каждый каскад с номером $m (m = 1, 2, ..., p)$ находится в одном из двух состояний, характеризуемых вносимым фазовым сдвигом 0 или $\pi/2^{m-1}$ (рис. 9.9).

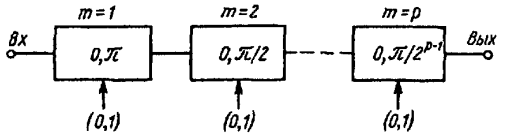


Рис. 9.9

Для управления каждым фазовращателем требуется p сигналов, принимающих условные значения 0 или 1. Так, при $p = 3$ ($\Delta = \pi/4$) сигналу (000) соответствует нулевой фазовый сдвиг, сигналу (001) – фазовый сдвиг, равный $\pi/4$, и т.д. Для отражательных схем ФАР оптического типа можно использовать фазовращатель, рассмотренный выше (если он обладает свойством взаимности, т. е. величина фазового сдвига не зависит от направления движения волны). Для этого 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, реализуемого в тракте каждого излучателя, минимально отличалось от $\psi_{\text{ф}}$. Для этого округление $\psi_{\text{ф}}$ до ближайшего дискретного значения $\psi_{\text{д}}$ осуществляется по формуле

$$\psi_{\text{д}} = E[\psi_{\text{ф}}/\Delta + 0{,}5]\Delta, \qquad (9.13)$$

где $E[x]$ – операция выделения целой части числа x, при этом максимальная фазовая ошибка не превосходит $\Delta/2$.

Наличие фазовых ошибок при дискретно-коммутационном способе приводит к уменьшению КНД и дополнительному росту боковых лепестков; движение луча может осуществляться только скачками, причем величина скачка зависит от дискрета Δ, начала отсчета фазы (относительно середины решетки или относительно крайнего элемента) и положения максимума ДН относительно нормали к плоскости решетки. Коэффициент направленного действия решетки с дискретно-коммутационным фазированием определяется формулой

$$D = D_0\left(\frac{\sin\Delta/2}{\Delta/2}\right)^2, \qquad (9.14)$$

где D_0 – КНД решетки с точным значением фазы. Уменьшение КНД связано с возникновением дополнительного паразитного излучения каждого элемента из-за ошибок в фазовом распределении. Уровень дополнительного бокового излучения особенно высок в случае, когда начальное фазовое распределение носит линейный характер (в фидерных схемах питания или в оптических схемах при наличии фазовых компенсаторов), поскольку в данном случае фазовая погрешность вдоль решетки носит характер, близкий к периодическому. В результате образуются условия синфазного сложения паразитных излучений в определенных направлениях, в которых и наблюдается рост лепестков. Для уменьшения УБЛ делаются попытки нарушить указанную периодичность с помощью специальных фиксированных фазовращателей, включаемых в тракт каждого излучателя (так называемые фазовые подставки) и соответствующего изменения алгоритма (9.13), однако достичь при этом полезного эффекта во всем секторе углов сканирования не удается.

Фазовращатели современных ФАР выполняются либо на *pin*-диодах, либо на основе ферритов [8, 49]. Основными требованиями к фазовращателям являются: малые потери, достаточно большая пропускная мощность, точность установки фазовых сдвигов, 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 волноводных линиях передачи, выдерживают большую мощность и обладают «внутренней памятью», что устраняет необходимость непрерывной подачи управляющих сигналов; перевод фазовращателя из одного состояния в другое осуществляется с помощью коротких импульсов. Достоинствами фазовращателей на основе *pin*-диодов являются малые размеры и масса, большая скорость переключений, стабильность, взаимный характер фазовых сдвигов, возможность использования печатной технологии производства. При укорочении длины волны электрические параметры фазовращателей на основе *pin*-диодов ухудшаются и на волнах менее 5 см начинают уступать по потерям ферритовым фазовращателям.

Описанные типы фазовращателей, реализующие фазу в интервале от 0 до 2π, 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 частотной зависимости сбрасывать целое число 2π с требуемого значения фазы нельзя; это приводит к существенному удлинению линий задержки.

9.2.6. Активные фазированные антенные 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 антенне как об интегральном устройстве.

В активном варианте могут быть спроектированы передающие или приемные фазированные антенные решетки, а также переизлучающие системы. Общим преимуществом как передающих, так и приемных АФАР является упрощение схемы разводки высокочастотного

сигнала, что уменьшает потери и фазовые ошибки, вносимые высокочастотным трактом. Приемные АФАР имеют меньший уровень шума, чем обычные ФАР. Преимуществом передающих АФАР является отсутствие общего тракта, по которому передается суммарная мощность; сложение мощностей многих передатчиков осуществляется в одном пространственном луче, что снимает проблемы, связанные с возможностью электрического пробоя тракта. Для обеспечения когерентности колебаний во всех передатчиках они должны быть синхронизированы с помощью единого возбудителя. Энергия от возбудителя подводится к модулям АФАР (под модулем понимается излучатель, активный элемент и элементы управления) по схеме фидерного или оптического типа, т.е. принципиально так же, как в обычных ФАР. В случае оптических схем целесообразно использование модулей с преобразованием частоты. В этом случае мощность, «переливающаяся» за края решетки, формирует боковые лепестки на частоте, отличной от рабочей. Управление фазой в передающих АФАР производится фазовращателями, включенными не на выходе, а на входе генератора или в предварительных каскадах усиления, т. е. в местах с малым уровнем мощности. При этом снижаются потери, вносимые фазовращателями. Аналогичным образом в случае приемной АФАР фазовращатели могут быть помещены не на входе приемника, а на выходе высокочастотного усилителя или, что удобнее, – в тракте промежуточной частоты.

Применение АФАР позволяет реализовывать распределение амплитуд в элементах антенны изменением мощности отдельных передатчиков (передающая АФАР) или регулированием усиления приемника (приемная АФАР).

Конструкция модулей, кроме требуемых электрических характеристик должна обеспечивать хорошую повторяемость, минимальные габаритные размеры и массу, низкую стоимость и др. Этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяют модули на основе полосковых линий [8]. Волноводные конструкции модулей применяются лишь на достаточно высоких частотах; использование коаксиальных линий нежелательно из-за сложностей производства.

9.3. Многолучевые антенные решетки

Управление положением луча в пространстве кроме описанных фазового и частотного способов сканирования может осуществляться с помощью многолучевых 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 величина фазового сдвига между соседними излучателями (и соответственно направление максимума ДН) зависит от номера входа. Формирование требуемого распределения обеспечивается специальным многополюсником, называемым *диаграммообразующей схемой* (ДОС) или, по аналогии с матрицами в алгебре, *диаграммообразующей матрицей*.

Обычно ДОС выполняется из реактивных элементов (мостов, направленных ответвителей, фиксированных фазовращателей), но иногда содержит и поглощающие нагрузки, что уменьшает КПД схемы. Управление ДОС осуществляется переключением входов электронным коммутатором (амплитудный способ сканирования). Это значительно проще, чем при других способах сканирования, однако достигается за счет усложнения ДОС, поскольку все необходимые амплитудно-фазовые соотношения, необходимые для формирования требуемых лучей, «запрограммированы» в схеме возбуждения.

В многолучевых антеннах возможно также одновременное возбуждение нескольких входов, что соответствует одновременному существованию нескольких лучей в пространстве и существенно расширяет возможности применения подобных антенн, в частности позволяет многократно использовать антенны, т.е. применять их для одновременной работы нескольких передатчиков (или приемников).

На практике применяются обычно диаграммообразующие схемы параллельного и последовательного типов.

Параллельная ДОС (схема Батлера), предназначенная для формирования восьми независимых лучей, показана на рис. 9.7. Основными элементами схемы являются 3-дБ направленные ответвители *1* (например, мостового типа) и фиксированные фазовращатели *2*. Фазовые соотношения на выходе мостов показаны на рис. 9.7. Схема имеет восемь входов, причем входы с индексом «л» 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. 9.10). Фазовые сдвиги между соседними излучателями обеспечиваются наклоном фидеров относительно друг друга. Линии нагру-

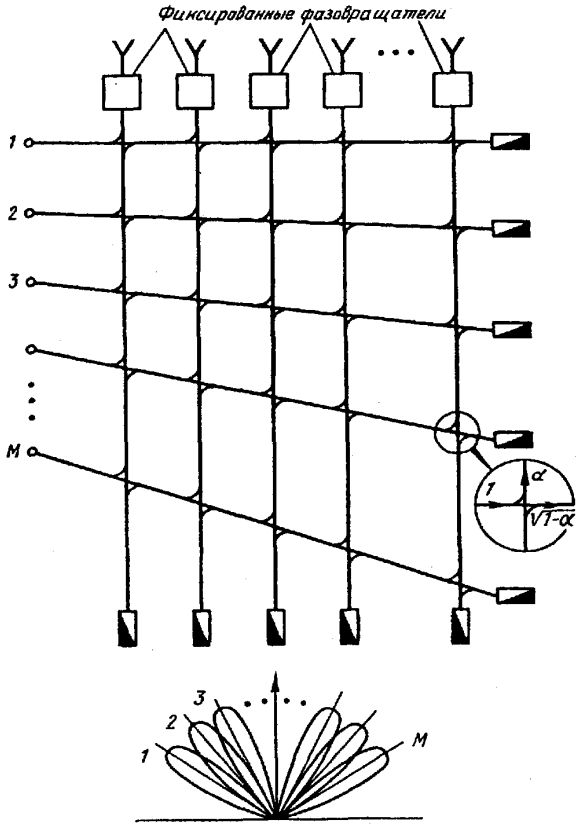


Рис. 9.10

жены на концах на согласованные нагрузки, что уменьшает КПД схемы. Недостатком последовательных ДОС является также большое число направленных ответвлений, что приводит к дополнительному увеличению потерь.

Рассмотренные схемы построения многолучевых антенных решеток могут быть использованы и в двумерных (плоских) решетках. При этом число элементов схемы питания резко возрастает.

9.4. Антенные решетки с обработкой сигналов

9.4.1. Методы обработки сигналов

В настоящее время улучшение параметров антенных устройств осуществляется двумя путями: усовершенствованием самих антенн и применением специальных методов обработки сигналов.

Простейшая обработка – с помощью изменения 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 сравнительно малом числе элементов решетки) с подавлением боковых лепестков, со сканированием ДН без использования фазовращателей и т.д. В общем случае антенны с обработкой сигналов представляют собой невзаимные устройства. Рассмотрим кратко некоторые методы обработки сигналов.

Антенны с нелинейной обработкой сигналов. Классическим примером подобных антенн является антенна с незаполненным раскрывом (крест Миллса). Эта антенна представляет собой две взаимно перпендикулярные линейные решетки из N излучателей каждая (рис. 9.11). Обозначим ДН каждой из решеток, параллельной осям x и y, через f_x и f_y соответственно. На рис. 9.11 показаны главные лепестки каждой из ДН (для простоты поперечное сечение ДН изображено в виде конуса). Если сигналы, принимаемые обеими решетками, перемножить, то получим сигнал $f_x f_y$. Диаграмма направ-

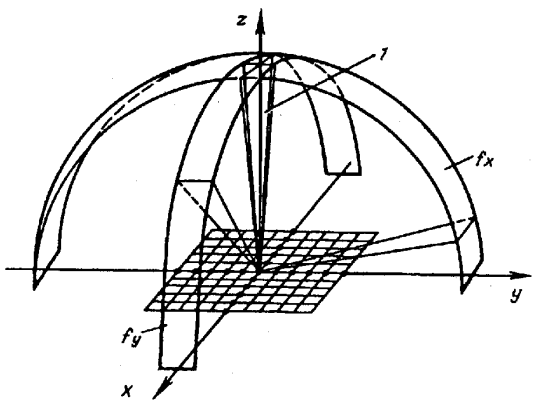


Рис. 9.11

ленности, соответствующая этому сигналу, на рис. 9.11 отмечена цифрой 1. Перемножение сигналов может быть осуществлено сначала путем сложения сигналов 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 $f_x f_y$, поскольку

$$P_+ - P_- \sim (f_x + f_y)^2 - (f_x - f_y)^2 = 4 f_x f_y. \qquad (9.15)$$

Вспомним, что такое же выражение было получено для ДН плоской решетки, размеры которой равняются линейным размерам решеток, образующих крест Миллса [см. (3.68)]. 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, КУ креста Миллса гораздо меньше, так как узкая ДН здесь достигается за счет подавления сигналов, принимаемых из областей вне пересечения диаграмм f_x и f_y.

Антенны с логической обработкой сигналов. Обработка сигналов осуществляется с помощью логических устройств типа «да–нет», «больше–меньше» и др. Применение этих операций позволяет, например, подавлять боковые лепестки. Схема подобной антенны изображена на рис. 9.12, *а*. 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 $U_{ненапр}$. Зависимость результирующего сигнала от угла θ показана на рис. 9.12, *б*. Подобная обработка подавляет сиг-

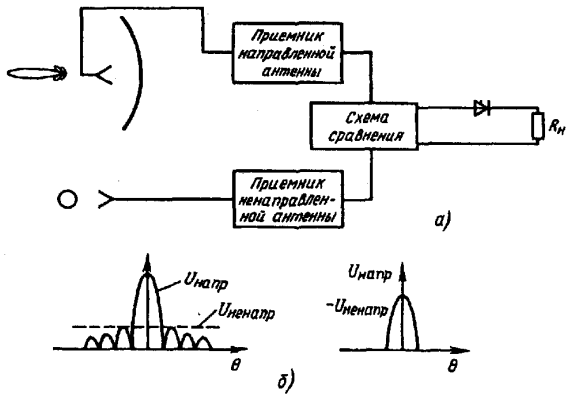


Рис. 9.12

налы, принимаемые вне области главного лепестка, однако выигрыша в КУ, естественно, не получается.

Самофазирующиеся антенны. Рассмотрим сначала антенны для приемного режима. Синфазное сложение сигналов, принятых отдельными элементами, осуществляется независимо от направления прихода облучающей волны за счет независимой фазировки сигналов в тракте каждого элемента. Сигнал в выхода n-го элемента с фазой $(\omega_c t + \psi_n)$ проходит через управляемый фазовращатель, часть сигнала подается на вход фазового детектора (фаза ψ_n зависит от направления прихода волны и расположения элемента). На этот же детектор подается сигнал опорного генератора с фазой $(\omega_г t + \psi)$. Фазовый детектор вырабатывает разностный сигнал с фазой $[(\omega_г - \omega_c)t - \psi_n + \psi]$. Если $\omega_г = \omega_c$, то фазовращатель, управляемый разностным сигналом, отрабатывает фазу $(\psi_n + \psi)$. В результате на сумматор от каждого элемента после фазовращателя попадают сигналы, имеющие одинаковую фазу, равную ψ, т. е. сигналы складываются синфазно независимо от прихода волны и типа решетки (плоской, сферической, конформной и т.п.). Для обеспечения равенства частот $\omega_г$ и ω_c иногда опорную частоту вводят от отдельного элемента, т. е. выравнивают фазы всех сигналов относительно фазы сигнала, принятого опорным элементом. Поскольку синфазность имеет место только для полезных сигналов, а шумы некоррелированы, то в самофазирующихся антеннах на выходе сумматора отношение сигнал-шум в $\sqrt{N}$ раз больше, чем на входе каждого элемента (где N – общее число элементов). Принцип независимой фазировки каждого элемента по опорному сигналу позволяет реализовывать огромные значения КНД, недостижимые для обычных больших антенн из-за различных случайных факторов, а также из-за атмосферных неоднородностей, искажающих волновой фронт приходящей волны.

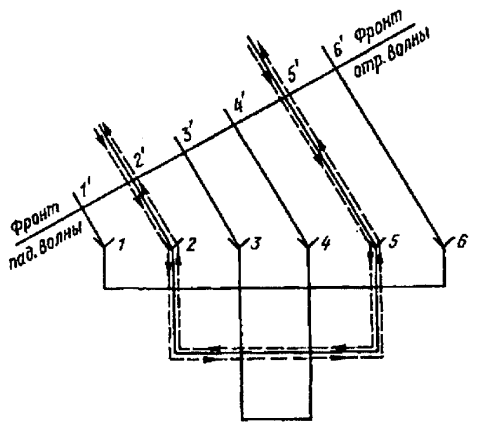


Рис. 9.13

Самофазирующиеся антенны могут быть сконструированы и для передающего режима, однако в этом случае требуется зондирующий сигнал извне, указывающий необходимое направление излучения.

Приемно-передающие самофазирующиеся решетки (или переизлучающие решетки) осуществляют переизлучение принятого сигнала в обратном направлении. Простейшей пассивной переизлучающей решеткой является решетка Ван-Атта, представляющая систему излучателей, связанных между собой попарно отрезками фидерных линий одинаковой длины. Схема линейной решетки Ван-Атта приведена на рис. 9.13.

Основное требование к переизлучающим решеткам – получение для отраженного сигнала комплексно-сопряженного (по сравнению с фазами принятых сигналов) фазового распределения (принцип сопряженности фаз). Рассмотрим фазовые соотношения в решетке Ван-Атта. Как видно из рис. 9.13, фаза сигналов, принятых элементом решетки, запаздывает по линейному закону с возрастанием номера элемента. Эти сигналы проходят по соединительным трактам равной длины (l) и излучаются, причем фазы излучаемых сигналов теперь запаздывают в направлении к началу решетки. Учитывая равенство расстояний $1'1 + l + 66' = 2'2 + l + 55' = 3'3 + l + 44'$, видим, что фронт переизлученного сигнала совпадает с фронтом падающей волны. Это обеспечивает совпадение направления максимума ДН переотраженного сигнала с направлением прихода облучающей волны.

Активные решетки Ван-Атта могут быть построены с использованием взаимных усилителей или односторонних усилителей в каждом тракте (рис. 9.14). В переизлучающих решетках можно также осуществлять модуляцию переотраженного сигнала: амплитудную – с помощью управляемых фазовращателей, 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. 9.15), на борту которого размещаются переизлучающая решетка и отдельно вынесенная антенна с широкой ДН. Спутник облучается немодулированным пилот-сигналом *1* с приемного пункта *A*. Кроме того, на спутник направлена антенна передающей станции *B*, излучающая сигнал *2*, несущий полезную информацию. Этот сигнал принимается вынесенной антенной и поступает в схему, осуществляющую модуляцию сигнала *3*, переотраженного решеткой Ван-Атта в направлении

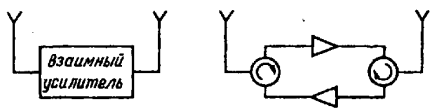


Рис. 9.14

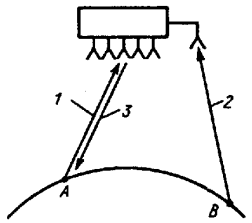


Рис. 9.15

пункта *A*. При этом можно реализовать высокую направленность переизлучающей решетки, так как здесь отсутствуют обычные ограничения, связанные с необходимостью стабилизации спутника с высокой степенью точности.

Антенны с искусственным раскрывом. Подобные антенны (называемые также антеннами с синтезированным раскрывом) наиболее перспективны для движущихся объектов (самолетов, спутников и т.п.), на которых невозможно размещение антенн больших размеров. Специальная обработка сигналов заключается в излучении бортовой антенной последовательности импульсов в определенных точках траектории полета, приеме отраженных сигналов, их фиксации в запоминающем устройстве и последующем сложении. При подобной последовательной обработке информации, принятой реальной бортовой антенной сравнительно небольших размеров, получается такой же эффект, как при одновременной обработке сигналов, принятых большой антенной с линейными размерами порядка сотен и более метров [6]. Отметим, что при большой скорости перемещения объекта точки съема информации располагаются на большом расстоянии друг от друга. Это приводит к появлению вторичных главных максимумов. Для их устранения может быть использовано неэквидистантное расположение указанных точек (см. § 3.9). Размеры искусственного раскрыва ограничены ввиду сложностей когерентного накопления сигналов в течение длительного времени.

9.4.2. Адаптивные антенные решетки (ААР)

Указанные решетки используются главным образом в приемном режиме и осуществляют автоматическое подавление помех, создаваемых сигналами, в частности шумовыми помехами, приходящими с неизвестных заранее направлений. Подавление помех обеспечивается за счет формирования нулей ДН в направлении их прихода.

Основой ААР является антенная решетка. Сигналы, принятые каждым элементом, умножаются на соответствующие весовые коэффициенты (формируемые усилителями) и затем складываются. Весовые коэффициенты вырабатываются схемой в зависимости от выбранного критерия оптимальности. В качестве подобных критериев используются: минимум среднеквадратичной ошибки принятого сигнала по сравнению с опорным сигналом (система обработки должна иметь копию полезного сигнала, подобная ситуация характерна для систем связи); максимум отношения сигнал-шум, где под шумом понимаются внутренние шумы и внешние помехи (должно быть известно направление прихода полезного сигнала, подобная ситуация характерна для РЛС). Существуют и другие критерии, например адаптация по обобщенному отношению сигнал-шум.

Весовые коэффициенты представляют в общем случае комплексные числа. Для их реализации используется обычно разделение сигнала, принятого каждым элементом, на две составляющие и введение для одной из них фазовой задержки на 90° (т.е. разделение сигнала на синфазную и квадратурную составляющие). Затем каждая составляющая умножается на свой весовой коэффициент (действительное число), который может быть как положительным, так и отрицательным. Отрицательный весовой коэффициент реализуется изменением фазы колебаний на 180°, например, путем подключения отрезка фидера длиной $\lambda_в/2$.

Рассмотрим ААР, осуществляющую адаптацию по критерию среднеквадратичной ошибки. Общая схема антенны показана на рис. 9.16 [41]. Сигнал от каждого элемента разделяется на синфазную 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 ошибки) подается на вход адаптивного процессора, регулирующего весовые коэффициенты W_i. Любой принятый сигнал, не представленный в составе $R(t)$, воспринимается как сигнал ошибки, и система обратной связи регулирует весовые коэффициенты так, чтобы устранить его из выходного сигнала. В результате по направлению прихода данного сигнала устанавливается нуль (или минимум) ДН. При этом выходной сигнал $S(t)$ приближается, насколько возможно по среднеквадратичному критерию, к опорному сигналу $R(t)$. Следовательно, с помощью $R(t)$ можно различать полезные 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 была бы не нужна!). Однако доказано, что для достижения хороших результатов надо, чтобы $R(t)$ был коррелирован с полезным сигналом и некоррелирован с помехой. Так, при амплитудно-модулированном полезном сигнале достаточно, чтобы $R(t)$ соответствовал несущей частоте полезного сигнала.

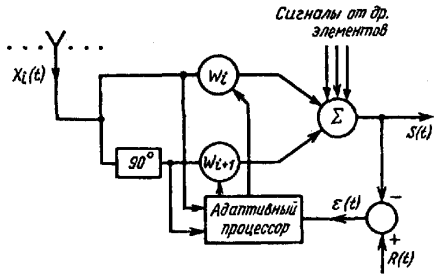


Рис. 9.16

В общем случае качество адаптации тем лучше, чем больше имеется априорных сведений о входных сигналах. Поэтому следует использовать любые различия между полезным сигналом и возможными помехами: по спектральным характеристикам, направлению прихода, амплитуде, виду модуляции, поляризации. Подобные характеристики либо бывают известными заранее, либо (чаще) находятся путем оценки параметров интересующего сигнала в процессе работы [41].

Литература: *основная* [*8, 34, 49*], *дополнительная* [*7*].

Контрольные вопросы

1. Каковы преимущества электрического способа сканирования перед механическим в задачах связи и радиолокации?
2. Перечислите основные методы электрического сканирования и поясните суть каждого из них.
3. Какие причины ограничивают шаг решетки в ФАР?
4. Существуют ли возможности уменьшения числа управляемых фазовращателей (по сравнению с числом излучателей) в ФАР из ненаправленных элементов?
5. К чему приводит эффект взаимного влияния элементов ФАР? Перечислите основные способы борьбы с этим эффектом.
6. Что понимается под эффектом «ослепления решетки»?
7. Что понимается под ДН одного элемента в составе ФАР при питании с помощью разветвленной фидерной системы?
8. * Какова форма идеальной ДН элемента в составе ФАР?
9. * Каковы причины возникновения провалов в ДН элемента ФАР?
10. Каковы основные преимущества и недостатки фидерного и оптического способов возбуждения элементов ФАР?
11. Каковы преимущества дискретно-коммутационного способа фазирования? Какие отрицательные последствия этого способа?
12. * Опишите конструкции и принцип действия фазовращателей на основе *pin*-диодов и ферритового типа.
13. * Каковы достоинства АФАР?
14. * Объясните, каким образом можно рассчитать угол наклона фидеров в многолучевой антенне на основе последовательной ДОС?
15. * Для схемы Батлера (см. рис. 9.9) определите фазы токов в излучателях при возбуждении антенны со входа 1П, 1Л.
16. * Поясните, в чем проявляется сходство и отличие электрических параметров антенны в виде креста Миллса и плоской прямоугольной решетки с такими же линейными размерами?
17. * Поясните, за счет каких факторов достигается подавление помех в ААР?
18. * Обязательно ли в ААР после разделения сигналов от каждого элемента использовать фазовую задержку одной из составляющих именно на 90°?

Глава 10. ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН ДЛЯ ТЕЛЕВИДЕНИЯ, РАДИОРЕЛЕЙНЫХ ЛИНИЙ И КОСМИЧЕСКОЙ РАДИОСВЯЗИ

10.1. Телевизионные антенны

10.1.1. Передающие телевизионные антенны

В настоящее время принято различать наземное и спутниковое телевизионное вещание (ТВ). Передающие антенны наземного ТВ располагаются на телевизионных башнях, а спутникового ТВ – на ИЗС, через которые осуществляется ретрансляция телевизионных передач.

Рассмотрим передающие антенны наземного ТВ. Оно ведется на волнах метрового и дециметрового диапазонов. Для расширения зоны уверенного приема антенны передающих телецентров 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 передающие антенны должны иметь повышенную механическую и электрическую прочность.

Желательно, чтобы напряженность поля во всех точках территории, обслуживаемой телецентром, была приблизительно одинаковой. 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 обслуживаемого региона, передающая антенна может обладать такими свойствами. Однако и в данном случае ее ДН должна быть, как правило, довольно широкой.

Сужение ДН антенны в вертикальной плоскости и, как следствие, увеличение напряженности поля на большом расстоянии от антенны достигаются увеличением вертикального размера антенны.

Для снижения уровня помех при приеме желательно, чтобы излучаемые антеннами электромагнитные волны имели горизонтальную

поляризацию. В связи с этим для передачи и приема телевизионных сигналов применяют, как правило, горизонтальные вибраторные антенны.

Передающая телевизионная антенна должна пропускать без заметных отражений всю рабочую полосу частот передаваемых телевизионных каналов. Наличие отражений в тракте, создающих попутные потоки, приводит к повторным контурам изображений. Чтобы в необходимой полосе частот телевизионные антенны обладали почти чисто активным входным сопротивлением примерно постоянного значения и хорошо согласовались с фидерными линиями, применяют вибраторы с пониженным волновым сопротивлением. При этом КБВ в питающей линии (в качестве фидеров обычно применяют коаксиальные линии) во всей полосе пропускания антенны должен быть не менее 0,9.

Напряженность поля электромагнитной волны убывает пропорционально расстоянию, поэтому для равномерного облучения всей территории, обслуживаемой телецентром, необходимо, чтобы антенна в вертикальной плоскости имела ДН, обеспечивающую возрастание напряженности поля прямо пропорционально расстоянию [так называемую ДН косекансного вида $F(\Delta) = \mathrm{cosec}\Delta$].

На практике обычно ограничиваются формированием ДН, максимум которой в вертикальной плоскости составляет некоторый угол Δ_{max} с линией, параллельной линии горизонта (рис. 10.1). Ширина главного лепестка ДН должна быть достаточно узкой (сравнительно большой КУ), чтобы ослабить излучение в полупространство выше линии горизонта. Регулирование направления максимального излучения можно осуществлять путем соответствующих сдвигов фаз между токами в различных этажах антенны.

Для уменьшения ветровой нагрузки и увеличения механической прочности вибратор может быть не сплошным, а состоять из отдельных горизонтальных стержней.

Существуют различные конструкции передающих телевизионных антенн. В отечественной технике используют в основном турникетные и панельные антенны, а также антенны с радиальными штыревыми вибраторами.

Многоэтажные *турникетные антенны*, базирующиеся на применении плоскостных Ж-образных вибраторов (рис. 10.2), использу-

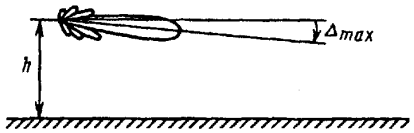


Рис. 10.1

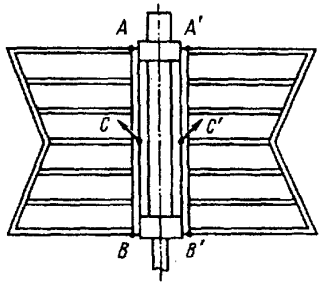


Рис. 10.2

ют в метровом диапазоне волн. Каждый этаж этой антенны выполняется из двух таких взаимно перпендикулярных вибраторов высотой около $0{,}6\lambda_0$ (λ_0 – средняя длина волны), что обеспечивает при питании вибраторов с фазовым сдвигом 90° почти круговую ДН в горизонтальной плоскости.

Обычно неравномерность ДН в горизонтальной плоскости не превышает ±3 дБ. Каждый из вибраторов присоединяется накоротко к мачте как в точках B, B', так и в точках A, A'. Питание к вибратору подводится к середине (точки C, C') с помощью коаксиальной линии и симметрирующего устройства, помещаемого внутри мачты. Антенны, выполненные из таких вибраторов, имеют полосу пропускания примерно (15...20) % и позволяют одновременно работать на нескольких телевизионных каналах. Благодаря специальной форме вибратора увеличивается жесткость его конструкции.

При больших размерах поперечного сечения опор, диктуемых механическими требованиями, применение турникетных схем, как правило, исключается. В этом случае наиболее целесообразно использовать кольцевые антенны. Излучатели в антенне располагаются вокруг опоры. Степень равномерности ДН в горизонтальной плоскости зависит от разноса между излучателями (чем больше сечение опоры, тем сильнее неравномерность ДН при заданном числе излучателей).

При квадратной форме поперечного сечения опоры удобно применять *панельные антенны*. Основным элементом такой антенны является блок (панель), представляющий собой симметричный полуволновый или волновый вибратор *1*, компонуемый вместе с отражающим экраном *2*. Панели крепятся параллельно граням опоры *3* (рис. 10.3) в несколько этажей, расстояние между которыми берется близким к $\lambda_0/2$,

где λ_0 – средняя длина волны рабочего диапазона частот. Для получения ненаправленной ДН в горизонтальной плоскости при размерах сечения опор, обычно применяемых на практике, ограничиваются четырьмя излучателями.

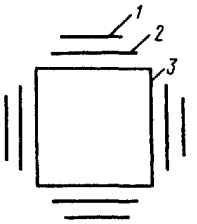


Рис. 10.3

Для реализации круговой ДН в горизонтальной плоскости все четыре панельных вибратора каждого этажа должны питаться синфазно. часто для достижения высокого уровня согласования между парами вибраторов одного этажа обеспечивают сдвиг фаз 90°. В этом случае при питании двух одинаковых нагрузок разветвляющимся фидером из-за взаимной компенсации их реактивных сопротивлений улучшается согласование антенны. Одновременно происходит некоторый рост неравномерности ДН по сравнению с синфазным питанием.

При синфазном возбуждении согласование может быть улучшено за счет междуэтажной компенсации, осуществляемой введением фазовых сдвигов между токами в соседних этажах. Эти же фазовые сдвиги используются одновременно для создания нужного наклона ДН в вертикальной плоскости.

При круглой форме опоры более удобно применение *радиальных вибраторов*, установленных непосредственно на опоре (рис. 10.4). При размещении на круглой опоре диаметром $0{,}7\lambda_0$ восьми штыревых вибраторов (в плоскости поперечного сечения), питаемых по схеме вращающегося поля (ток в каждом следующем вибраторе сдвинут относительно предыдущего по фазе на 45°), в горизонтальной плоскости обеспечивается достаточно равномерное излучение. Для наклона ДН в вертикальной плоскости вниз применяется расфазировка питания вибраторов по этажам.

Спутниковое ТВ, в отличие от наземного ведется чаще всего в сантиметровом диапазоне волн. Типы бортовых передающих антенн и требования, предъявляемые к их параметрам, изложены в § 10.3.

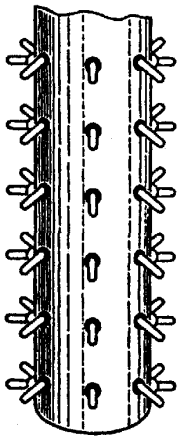


Рис. 10.4

10.1.2. Приемные телевизионные антенны

Приемные телевизионные антенны, как и передающие, должны быть хорошо согласованы с линией питания в требуемой полосе частот. Так как телевизионные сигналы приходят с определенного направления, то приемная антенна должна обладать направленными свойствами как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости. При этом максимум ДН должен быть ориентирован на передающий телецентр.

Выбор типа приемной антенны зависит от расстояния между пунктом приема и передающим центром, чувствительности телевизионного приемника и мощности передатчика. На близких расстояниях от телецентра могут применяться комнатные антенны в виде симметричных вибраторов. По мере удаления от телецентра приемные антенны усложняются и увеличивается их высота подвеса.

Наиболее широко используются *директорные антенны* с числом элементов от трех до семи. На больших расстояниях от телецентра число элементов директорной антенны и высота подвеса должны возрастать. Антенны выполняются из стальных или дюралевых труб диаметром 6...22 мм и жестко крепятся к поддерживающим опорам.

На метровых волнах (каналы с 1-го по 12-й) чаще всего применяются антенны типа «волновой канал» (трех-, пяти- и семиэлементные). На дециметровых волнах (каналы с 21-го по 40-й) используются более направленные многоэлементные антенны того же типа.

Необходимость применения в дециметровом диапазоне антенн с большим КНД объясняется следующими обстоятельствами. В соответствии с (5.26) при фиксированной напряженности поля в точке приема с уменьшением длины волны уменьшается мощность, выделяемая в нагрузке антенны. Следовательно, при одинаковом числе элементов в вибраторной антенне мощность, выделяемая на входе телевизионного приемника, на дециметровых волнах меньше, чем на метровых. Проигрыш этот можно скомпенсировать, если применить на дециметровых волнах многовибраторные антенны с большим числом элементов, что и принято на практике.

Схемы расположения вибраторов в антенне показаны на рис. 10.5. В качестве активного вибратора (*А*), с которого снимается сигнал, идущий к приемнику, обычно используется петлевой вибратор. Его, как

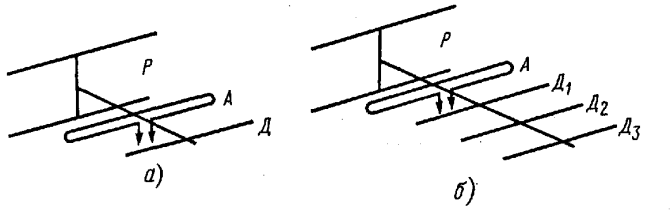


Рис. 10.5

известно, удобно крепить к несущей стреле без изоляторов. Рефлектор (*Р*) может быть как одиночным, так и сдвоенным. Последний представляет собой два вибратора, разнесенных в вертикальной плоскости симметрично по отношению к плоскости антенны. Сдвоенный рефлектор по сравнению с одиночным снижает уровень задних и дальних боковых лепестков и расширяет полосу частот, в которой антенна сохраняет направленные свойства.

Подбором длин директоров ($Д_1, Д_2$ ...) и расстояний между ними обеспечиваются оптимальные электрические параметры антенны. Трехэлементные антенны, работающие в метровом диапазоне волн, обеспечивают ширину главного лепестка $2\theta_0 = 60...66°$, УБЛ = – (15...17) дБ, коэффициент усиления $G = 5...6{,}5$ дБ. У пятиэлементных антенн аналогичные параметры составляют: $2\theta_0 = 48...54°$, УБЛ = – (16...18) дБ; $G = 8...9$ дБ.

Подключение кабеля снижения с $Z_л = 75$ Ом к петлевому вибратору производится через согласующую схему U-колено (см. гл. 6).

Основными параметрами, характеризующими работу антенны в системе коллективного приема телевидения, являются: КУ, ширина главного лепестка ДН в горизонтальной плоскости, уровень боковых и задних лепестков, КБВ в фидере.

Коэффициент усиления антенны определяет мощность, выделяемую ею во входном сопротивлении приемника, а также отношение мощности полезного сигнала к мощности случайных помех, приходящих с произвольных направлений. Он должен быть достаточно постоянным в рабочей полосе частот. Неравномерность КУ в рабочей полосе частот серийно выпускаемых антенн не более 1 дБ.

Уровень боковых и задних лепестков ДН характеризует степень защиты антенны от приема отраженных сигналов, создаваемых объек-

тами, находящимися сбоку и сзади антенны, и должен быть не более – (12...16) 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 УБЛ.

Прием наряду с основным сигналом, пришедшим непосредственно от антенны передающего центра, сигнала, отраженного от какого-либо объекта (например, стоящего сбоку здания), приводит к искажению изображения на телевизионном экране. Оно проявляется обычно в повторе изображения, смещенного по горизонтали.

Кроме способов, указанных выше, ослабить прием отраженных сигналов можно дополнительной настройкой антенны, совместив направление минимума приема антенны с направлением прихода отраженного сигнала. Для этого достаточно повернуть антенну на небольшой угол; в данном случае незначительно снижается уровень основного сигнала.

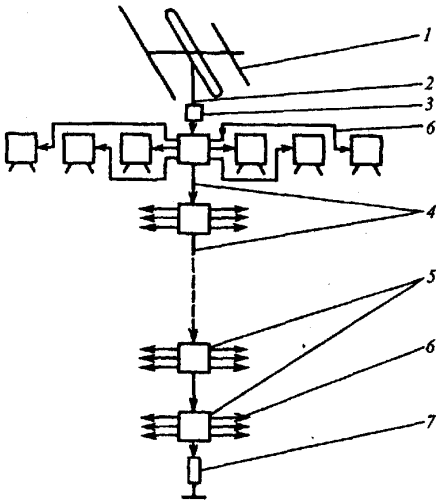


Рис. 10.6

Высокое качество телевизионного приема в условиях многоквартирного дома обеспечивается системой коллективного приема телевидения. Система состоит (рис. 10.6) из одной антенны типа «волновой канал» *1*, кабеля снижения 2, антенного усилителя *3*, с выхода которого начинается магистральная линия *4*. Эта линия проходит через распределительные коробки *5*, расположенные на лестничных клетках каждого этажа. Из распределительной коробки часть мощности телевизионного

сигнала ответвляется в абонентские линии *6*. К выходу магистральной линии из распределительной коробки первого этажа подключено нагрузочное сопротивление *7*, равное волновому сопротивлению магистральной линии. В сопротивлении *7* поглощается оставшаяся часть мощности телевизионного сигнала, благодаря чему в магистральной линии обеспечивается режим бегущей волны.

В данном режиме в магистральной линии отсутствуют отраженные волны, что исключает возможность искажения телевизионного сигнала и обеспечивает высокое качество телевизионного приема. Однако появление волн, отраженных от различных элементов распределительной сети, полностью не исключается. Поэтому для хорошего качества телевизионного изображения абонентские отводы связаны с магистральной линией через направленные ответвители, предотвращающие проникновение в отвод волны, двигающейся по магистральной линии к антенне (отражение волны).

Рассмотренная схема в идеальном случае полностью защищает абонентский отвод от обратных волн в магистрали, исключая потерю мощности полезного сигнала, и обеспечивает согласование на всех частотах как в абонентском отводе, так и в магистрали.

На расстояниях от телецентра 50...60 км и более большое распространение в качестве индивидуальных приемных антенн получили так называемые *зигзагообразные антенны*. Они представляют собой широкополосную антенну, состоящую из двух разнесенных по вертикали и параллельно включенных рамочных антенн (рис. 10.7, *а*). Каждая из двух рамок образует квадрат с общей длиной всех четырех сторон, равной длине волны принимаемого сигнала. Эту конструкцию можно рассматривать как синфазную антенну, состоящую из четырех полуволновых вибраторов

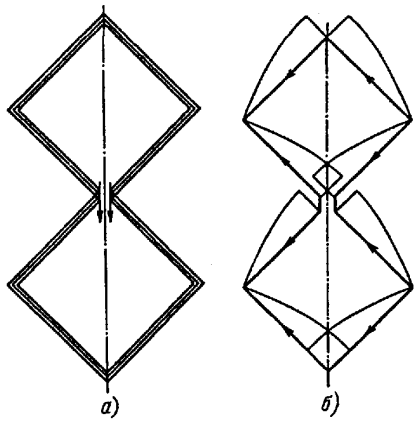


Рис. 10.7

(рис. 10.7, *б*). Ток в каждой точке провода можно разложить на горизонтальную и вертикальную составляющие. Вертикальные составляющие тока оказываются попарно противофазными, и их излучения в направлении нормали к плоскости рамки взаимно компенсируются (в режиме приема антенна не воспринимает поле вертикальной поляризации). Горизонтальные составляющие тока синфазны и создают максимальные поля в направлении нормали (в режиме приема с этого направления обеспечивается максимальное усиление). Коэффициент усиления антенны примерно равен КУ синфазной антенны, состоящей из четырех полуволновых вибраторов. Его можно увеличить на 2...3 дБ, если установить полотно рефлектора, состоящего, например, из ряда разнесенных по вертикали параллельных горизонтальных проводов.

В последние годы все большее распространение получают системы непосредственного спутникового ТВ. Для этого используются спутники геостационарной орбиты, поскольку период их обращения равен земным суткам. Такой спутник как бы «висит» над определенной точкой Земли, что позволяет жестко фиксировать положение приемной телевизионной антенны.

Для спутникового ТВ Регламентом радиосвязи выделен ряд радиодиапазонов. Из них в настоящее время широко используются диапазоны 4...6 и 11...14 ГГц. В этих диапазонах для приема спутникового телевидения наиболее эффективными являются зеркальные антенны.

Одна из антенн, изготавливаемых и серийно выпускаемых в нашей стране, представляет собой двухзеркальную антенну, выполненную по схеме Кассегрена. Профили большого и малого зеркал этой антенны оптимизированы. В качестве основного требования к оптимизации профилей зеркал в процессе синтезирования принято обеспечение максимального значения КИП антенны. Геометрия антенной системы дана на рис. 10.8, где представлены профили зеркал и облучателя. Диаметр большого зеркала *1* равен 12 м, малого зеркала 2 – 0,388 м. Облучателем служит кони-

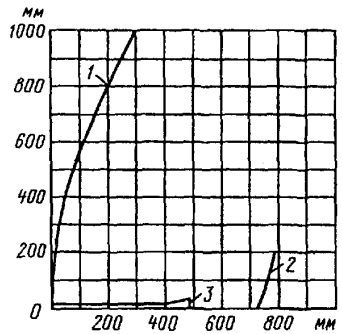


Рис. 10.8

ческий рупор 3 с диаметром раскрыва 0,071 м. На частоте 11,3 ГГц коэффициент усиления $G = 46{,}86$ дБ. Ширина главного лепестка $2\theta_0 = 0{,}7°$, уровень первого бокового лепестка составляет –15 дБ.

Диаграмма направленности антенны показана на рис. 10.9. Из рисунка видно, что данная ДН соответствует требованиям Международного Консультационного Комитета по Радио.

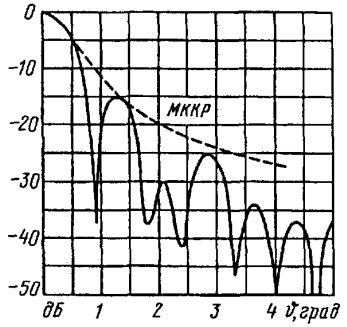


Рис. 10.9

Антенна рассчитана для работы на двух ортогональных (линейных или круговых) поляризациях поля. Переключение поляризации обеспечивается дистанционно с тюнера с помощью ферритового переключателя. Для снижения потерь в фидере в антенне имеется конвертор, преобразующий принимаемую частоту диапазона 10,9...11,7 ГГц в диапазон 0,9...1,5 ГГц. Сигнал от антенны к приемнику подводится коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением $Z_л = 75$ Ом.

10.2. Антенны радиорелейной линии

10.2.1. Антенны радиорелейных линий прямой видимости

К антеннам радиорелейных линий (РРЛ) прямой видимости предъявляются следующие основные требования:

1. Коэффициент усиления антенны, позволяющий использовать передатчики небольшой мощности, компактную и экономичную аппаратуру, должен быть 30...45 дБ.

2. Рабочая полоса частот антенно-фидерной системы должна обеспечить многоствольный режим работы, в котором на каждой станции на различных частотах работают несколько приемопередатчиков на общую антенну. Это повышает экономическую эффективность радиорелейной системы, так как стоимость антенных опор-башен или мачт нередко превышает стоимость приемопередатчиков.

3. Коэффициент защитного действия антенны (отношение $E_{\theta=180°}/E_{\theta=0°}$) должен быть равен – (60…70) дБ, что обусловлено при двухчастотной системе, применяемой на современных радиорелейных линиях, требованием высоких защитных свойств антенн от приема сигналов с обратного направления.

4. Для снижения уровня переходных шумов согласование антенны с фидерным трактом должно быть высоким; коэффициент отражения в тракте не должен превышать 2,5…3,5 %.

5. Кроссполяризационая защита антенны, т. е. ослабление поля перекрестной поляризации при приеме с главного направления должна составлять 20…30 дБ.

6. Уровень боковых лепестков антенны, характеризующий ее помехозащищенность, определяется как электрической и конструктивной схемами выполнения антенны, так и влиянием дополнительных факторов (опоры, оттяжки и т.п.). Для ориентировочной оценки уровня бокового излучения антенны в переднем полупространстве МККР дает следующую формулу для огибающих боковых лепестков:

$$G(\theta) = 52 - 10\lg(D/\lambda) - 25\lg\theta,$$

где D – диаметр антенны; λ – длина волны; θ – угол, отсчитываемый от направления максимального излучения, град.

Радиорелейные линии занимают важное место в системах связи. Их протяженность в стране достигает многих тысяч километров, при этом расстояние между соседними станциями составляет в основном 40…70 км и каждая станция снабжена приемопередающей аппаратурой и антеннами.

Тип антенн для РРЛ в основном определяется рабочим диапазоном частот и емкостью линии (числом телефонных или телевизионных каналов). На РРЛ прямой видимости, работающих в дециметровом диапазоне волн, в основном применяются спиральные антенны, которые обеспечивают требуемые электрические характеристики, достаточно просты в изготовлении и испытывают небольшие ветровые нагрузки. При этом для увеличения КУ используются антенны, состоящие их двух или четырех параллельно включенных спиральных излучателей.

При расстоянии между соседними ретрансляционными пунктами 40…70 км для устойчивой связи необходимо, чтобы КУ антенны

составлял 30…48 дБ. Площадь излучающего раскрыва таких антенн составляет 2…15 м^2. Ширина ДН $2\theta_{0,5}$ находится в пределах от 5° (при G = 30 дБ) до 0,7° (при G = 48 дБ).

Радиорелейные линии большой емкости работают в сантиметровом диапазоне волн. Здесь, как правило, применяется двухчастотный план распределения частот. При этом на промежуточной станции передача в оба направления (прямое и обратное) ведется на одной частоте f_1, а прием с обоих направлений – на другой частоте f_2. Таким образом, антенна находится в поле действия двух сигналов, имеющих одинаковые несущие частоты f_2, но приходящие с противоположных направлений. Для снижения помех между прямым и обратным каналом связи КЗД антенны $\xi_{защ} = \xi_{обр}/\xi_{пр}$ должен составлять не более –(65…70) дБ.

Уровень боковых лепестков антенны, характеризующий ее помехозащищенность при приеме и оказывающий существенное влияние на ЭМС при передаче, должен быть по возможности мал. Необходимое переходное затухание между трактами приема и передачи (отношение мощности, излучаемой передающей антенной, к мощности, просачивающейся в приемный тракт этой или рядом расположенной антенны) обеспечивается взаимно перпендикулярными поляризациями излучаемого и принимаемого антенной поля.

Однако вследствие того, что излучаемое параболической антенной поле кроме составляющей с основной поляризацией имеет 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, что достигается выбором типа параболического зеркала (лучше длиннофокусного) и облучателя (например, рупора).

Отраженные волны в тракте питания приводят к нелинейности фазовой характеристики последнего, что вызывает искажения изображения при передаче телевидения, и появлению шумов в телефонных каналах. Допустимое значение коэффициента отражения, вызванное рассогласованием волнового сопротивления линии и входного сопротивления антенны, для многоканальных систем не должно превышать 2…3 % во всей рабочей полосе частот. Для этих систем полоса частот,

удовлетворяющая данному требованию, составляет 10...15 % несущей частоты высокочастотного сигнала.

Антенна должна иметь жесткую конструкцию, 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 и рассогласованию тракта.

Обычные одно- и двухзеркальные антенны, используемые в РРЛ, имеют ряд недостатков. Один из них – сложность получения в их раскрыве оптимального распределения амплитуды поля. Это обстоятельство, а также переливание поля облучателя за края зеркала и затенение раскрыва облучателем не позволяют добиться достаточно низкого УБЛ и высокого КЗД. Кроме того, недостатком этих антенн является плохое согласование облучателя с фидером, определяемое перехватом облучателем части отраженных от зеркала лучей. Для уменьшения бокового излучения и увеличения КЗД применяют различного рода *защитные экраны* (см. гл. 13). Для антенн с КУ, равным примерно 40 дБ, КЗД составляет – (45...50) дБ, что недопустимо при использовании антенны на РРЛ, работающей по двухчастотному плану. У высококачественных антенн, снабженных защитными экранами, КЗД может быть снижен до – (55...70) дБ.

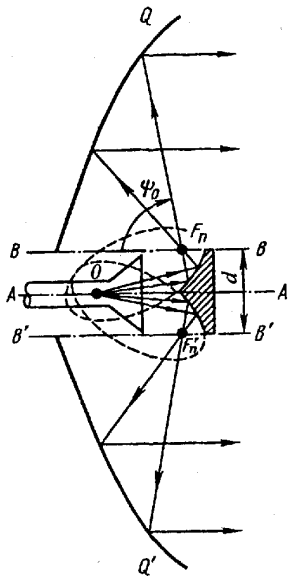


Рис. 10.10

На рис. 10.10 изображена двухзеркальная симметричная антенна со смещенной докальной осью (АДЭ – *антенна двухзеркальная со смещенной фокальной осью и с эллиптической образующей малого зеркала*), в которой эффект затенения отсутствует. В схеме такой антенны фокальная ось параболы, являющаяся образующей основного зеркала, не совпадает с осью симметрии. Фазовый центр 0 рупора, излучающего сферическую волну, расположен на оси симметрии антенны AA. Фокальная ось

BB параболы BQ с фокусом в точке F_n смещена параллельно оси AA на расстояние $d/2$. Симметричная парабола $B'Q'$ с фокусом в точке F_n' также смещена от оси симметрии на $d/2$. В пространстве фокусы параболы располагаются на фокальном кольце с диаметром d. Фокус параболы F_n и фазовый центр рупора 0 выбираются в качестве фокусов эллипса. Вращением отрезка этого эллипса вокруг оси симметрии AA образована поверхность малого зеркала.

Рассмотрим ход лучей в антенне. Лучи рупора, являющегося источником сферической волны, падая на поверхность малого зеркала, собираются в фокусах F_n и F_n'. Эти точки могут быть представлены как точечные источники (в плоскости рисунка), облучающие параболы BQ и $B'Q'$. Следовательно, в раскрыве большого зеркала образуется синфазный волновой фронт с направлением распространения, совпадающим с осью симметрии. Чтобы исключить возврат части лучей в рупор после их отражения от малого зеркала, размер его раскрыва следует ограничить диаметром d. В этом случае параболоид полностью освещается полем, отраженным от малого зеркала, от начального значения угла $\psi = 0$ до предельного угла раскрыва $\psi = \psi_0$.

Данная антенна по сравнению с обычными двухзеркальными антеннами обладает рядом преимуществ:

1) наличие конического острия на малом зеркале значительно ослабляет реакцию зеркала на облучатель и улучшает согласование антенны;

2) появляется возможность существенно сократить расстояние между облучателем и малым зеркалом и тем самым уменьшить утечку энергии за это зеркало и упростить его крепление;

3) вследствие того, что лучи, идущие через область центра раскрыва облучателя (которым соответствует наибольшая плотность энергии), переизлучаются малым зеркалом на периферию параболоида, а лучи, отраженные от точек, находящихся вблизи краев вспомогательного зеркала (им соответствует меньшая плотность энергии), попадают на участки поверхности параболоида, близкие к его вершине, обеспечивается большая равномерность амплитудного распределения поля в раскрыве антенны (более высокий апертурный КИП).

В последнее время значительно повысился интерес к *антеннам с вынесенным облучателем* (АВО) (см. рис. 8.15). Однозеркальная АВО

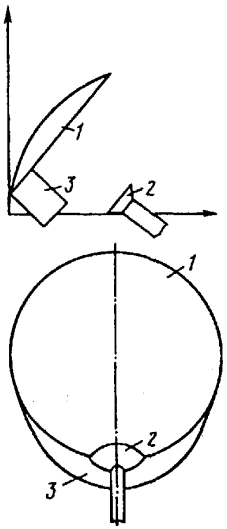


Рис. 10.11

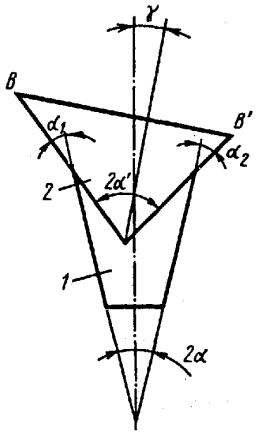


Рис. 10.12

(рис. 10.11) содержит: отражающее зеркало *1*, представляющее собой вырезку из параболоида вращения цилиндром, ось которого смещена на некоторое расстояние относительно фокальной оси исходного параболоида; облучатель *2*, в качестве которого используется расфазированный рупор с изломом образующей, поворотом оси и косым срезом раскрыва (РРИП) (рис. 10.12); экран *3*, увеличивающий ее КЗД. Оси малого *1* и основного *2* элементов рупора (см. рис. 10.12) развернуты на некоторый угол γ. Так как при этом углы α_1 и α_2 оказываются различными, то вершина главного лепестка ДН рупора становится неосесимметричной. В перпендикулярной плоскости углы, аналогичные углам α_1 и α_2, остаются равными, а ДН симметричной. Срезав раскрыв основного рупора, не перпендикулярного его оси, можно устранить различную расфазировку поля в точках B и B', лежащих на границах раскрыва.

Облучатель типа РРИП обеспечивает симметричное по главным осям возбуждение апертуры неосимметричной антенны при очень малом УБЛ.

Среди существующих антенн наименьшим боковым излучением (наилучшей помехозащищенностью) обладают *рупорно-параболические антенны* (РПА). Такая антенна состоит из питаемого волноводом пирамидального или конического рупора и непосредственно присоединенного к нему зеркала, являющегося частью параболоида вращения (рис. 10.13, *а*). Фокус параболоида F совпадает с фазовым центром рупора, находящимся у вершины последнего. Электромагнитные волны, исходя из рупора, отражаются от параболического зеркала (рис. 10.13, *б*). Фронт отраженной от зеркала волны близок к плоскому, и поверхность раскрыва зеркала (поверхность AB) является синфазной. В такой системе почти вся электромагнитная энергия облучателя попадает на зеркало, что резко уменьшает задние лепестки ДН. Облучатель (рупор) не затеняет поверхность зеркала, что приводит к уменьшению УБЛ. Так как отраженная от зеркала энергия не попадает в рупор, то отсутствует реакция зеркала на облучатель. При использовании достаточно длинных рупоров, присоединяемых к волновому с помощью плавных переходов, высокого согласование рупора и волновода обеспечивается в двукратном диапазоне частот. В этом диапазоне может быть получен КБВ, равный примерно 0,98.

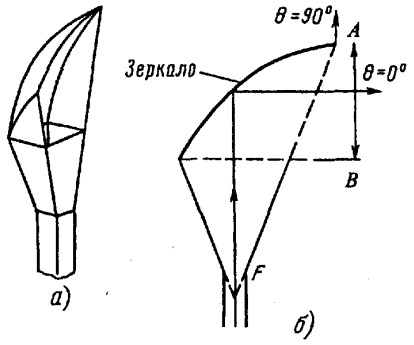


Рис. 10.13

Коэффициент защитного действия РПА равен – (65…70) дБ, КИП – около 0,65…0,75, коэффициент поперечной поляризации поля антенны в главном направлении составляет –(36…42) дБ. Обычно углы раствора рупора в плоскостях E и H выбираются в пределах 30…50°, а площадь раскрыва несимметричного параболоида (площадь апертуры антенны) составляет 5…15 м^2.

Антенна может быть использована одновременно для приема и передачи радиоволн с взаимно перпендикулярной поляризацией, а также для излучения и приема радиоволн с круговой поляризацией

(при соответствующих схемах возбуждения и приема). Подробный анализ и расчет РПА приведены в [2].

Недостатками РПА являются значительные габаритные размеры (вертикальный размер) и соответственно большая масса. Однако существует ряд модификаций РПА с уменьшенными габаритными размерами конструкции. Это, например, РПА с инверсированным рупорным облучателем, трижды сложенная РПА и другие, рассмотренные в [30].

На РРЛ применяются также *перископические антенные системы* (рис. 10.14), особенностью которых является отсутствие длинного фидера (в описанных ниже схемах длина фидера достигает 100 м). В перископической антенной системе энергия передается с помощью беспроводной линии передачи, состоящей из нижнего зеркала с облучателем (излучателя), установленного у основания мачты, и верхнего зеркала (переизлучателя). Излучателями могут быть несимметричные, выполненные по схеме АВО, или эллипсоидальные зеркальные антенны. В перископической антенне, выполненной по так называемой трехэлементной схеме (см. рис. 10.14), облучатель нижнего зеркала (например, рупор с изломом) устанавливается непосредственно в техническом здании.

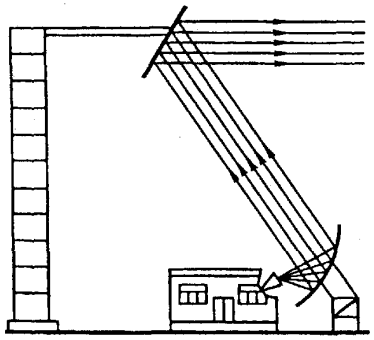


Рис. 10.14

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 ретрансляционный пункт.

Фокусирующее действие нижнего зеркала сужает поток энергии, распространяющийся от него к верхнему зеркалу. Это приводит к увеличению КПД передачи энергии от нижнего зеркала к верхнему (отношение мощности, принятой переизлучателем, к мощности, излученной нижним зеркалом). Однако часть энергии все же переливается через края верхнего зеркала.

Выгоднее использовать верхний плоский переизлучатель не с прямоугольным, а с эллиптическим контуром обреза, имеющим в плоскости, перпендикулярной распространению волны, круглую поверхность раскрыва, так как при этом увеличивается КПД беспроводной линии передачи и уменьшается УБЛ ДН верхнего зеркала.

10.2.2. Пассивные ретрансляторы РРЛ

С целью совершенствования и повышения рентабельности РРЛ необходимо уменьшать затраты на строительство и эксплуатацию линий, особенно в условиях сильно пересеченной местности. Одним из способов решения этой задачи является замена части ретрансляторов РРЛ пассивными приемопередающими станциями, называемыми *пассивными ретрансляторами*. На таких станциях отсутствует приемопередающая аппаратура, а ретрансляция осуществляется особым образом выполненными антенными системами.

Пассивные ретрансляторы преломляющего типа можно реализовать в виде двух антенн, соединенных линией питания и ориентированных одна на предыдущий, а вторая на последующий ретрансляционные пункты.

Пассивные ретрансляторы типа препятствия (предложены в 1954 г. Г. З. Айзенбергом и А. М. Моделем) в отличие от отражающих и преломляющих являются высокоэкономичными, поскольку не требуют точного выполнения рабочей поверхности и ее юстировки в пространстве. Это, в свою очередь, позволяет сооружать ретрансляторы с эффективной поверхностью в сотни квадратных метров при минимальных затратах.

Рассмотрим подробнее принцип действия пассивного ретранслятора типа препятствия. Ретранслятор представляет собой металлическую поверхность $П$, расположенную между двумя радиорелейными пунктами A и B, находящимися вне прямой видимости друг от друга (рис. 10.15).

Появление напряженности поля в пункте B при установке на пути распространения волны препятствия $П$ объясняется следующим образом. При отсутствии препятствия (ретранслятора $П$) в плоскости Q передающая антенна пункта A создает электромагнитное поле. Напря-

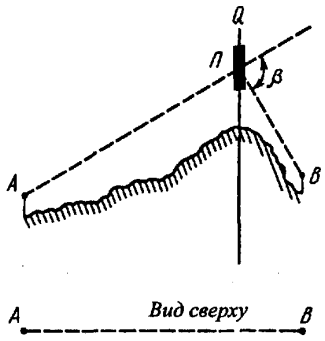


Рис. 10.15

женность поля в пункте B определяется интерференцией полей от всех элементов этой возбужденной поверхности (плоскости Q). Распределение возбуждающего поля на плоскости Q таково, что при отсутствии прямой видимости между пунктами A и B напряженность результирующего поля в пункте B равна нулю. Другими словами, ДН возбужденной плоскости Q такая, что излучение в направлении пункта B отсутствует. Установка в плоскости Q непроницаемого для электромагнитных волн препятствия приводит к тому, что на части плоскости Q, закрытой металлической поверхностью $П$, напряженность поля становится равной нулю. Таким образом, изменяется амплитудно-фазовое распределение возбуждающего поля, что приводит к изменению ДН возбужденной плоскости Q и появлению излучения в направлении пункта B. Возбужденное падающей волной препятствие $П$ является вторичным излучателем, и при рациональном выборе его формы и размеров интенсивность вторичного поля в пункте B может оказаться значительной.

Форма препятствия выбирается так, чтобы обеспечить минимальную расфазировку поля в точке приема B. На рис. 10.16 показано пре-

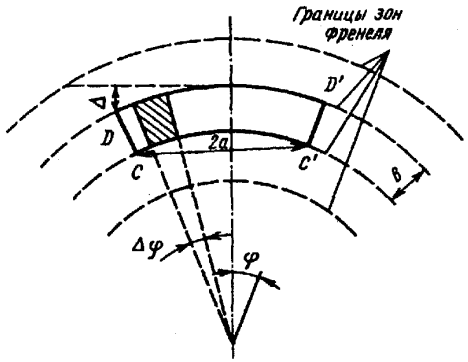


Рис. 10.16

пятствие в виде части кольца, верхняя и нижняя кромки которого совпадают с границами зоны Френеля (см. гл. 15). Это обеспечивает синфазность поля в точке приема от сектора $\Delta\varphi$ при любом φ. В вертикальной плоскости расфазировка поля дуг различного радиуса r определяется разностью хода соответствующих лучей от пункта A к пункту B. По этим причинам угловой размер препятствия по координате φ и соответствующий линейный размер $2a$ имеют важное значение для формирования поля в точке B; они ограничиваются в основном только конструктивными соображениями.

Пассивные ретрансляторы типа препятствия в отличие от ретрансляторов отражающего и преломляющего типов не требуют жесткой фиксации в пространстве и точности обработки поверхности, так как их 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 активных ретрансляционных пунктов, что объясняется усилением приходящего сигнала исключительно за счет направленности антенн, так как усилительная аппаратура на пассивном пункте отсутствует. Поэтому площадь пассивных ретрансляторов должна быть значительно больше площади раскрыва антенны активного ретранслятора (в 50...60 раз). Коэффициент усиления таких пассивных ретрансляторов типа препятствия достигает 60...70 дБ.

Пассивный ретранслятор типа препятствия может быть использован на РРЛ с прямой видимостью для увеличения КУ антенны без увеличения размеров ее поверхности. Такой ретранслятор называется *антенным директором*.

Особенно целесообразно применять антенные директоры на РРЛ, работающих в диапазонах 8 и 11 ГГц, где благодаря небольшому расстоянию между активными пунктами (25...35 км) высота антенных опор обычно невелика.

При строительстве РРЛ в горной или сильно пересеченной местности возможно использовать *пассивные ретрансляторы отражающего типа*. Обычно они выполняются из одного или двух плоских зер-

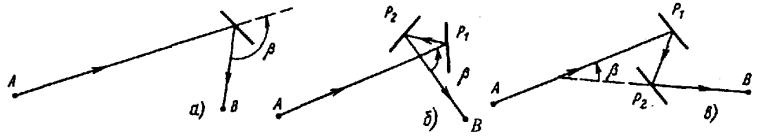


Рис. 10.17

кал (рис. 10.17) Однозеркальный пассивный ретранслятор применяется при угле $\beta > 45...60°$ (рис. 10.17, *а*), а двухзеркальный ретранслятор, состоящий из двух близкорасположенных зеркал в ретрансляторе на рис. 10.17, *б* – при $\beta = 35...60°$. Схема расположения зеркал в ретрансляторе на рис. 10.17, *б* называется Δ-конфигурацией. Она характерна тем, что зеркало P_2 и пункт приема B расположены по разные стороны от направления AP_1. Такое построение пункта ретрансляции становится нецелесообразным при малых углах β. Это связано с тем, что зеркала P_1 и P_2 необходимо устанавливать на большом расстоянии друг от друга, чтобы избежать их взаимной экранировки. При этом увеличивается рассеяние энергии на участке P_1P_2.

На рис. 10.17, *в* показана другая возможная схема расположения зеркал двухзеркального ретранслятора, известная как *Z*-конфигурация. В данном случае зеркало P_2 и пункт B расположены по одну сторону от направления AP_1. Практически *Z*-конфигурацию целесообразно использовать при $0° \le \beta < 40°$, при этом зеркала P_1 и P_2 можно расположить близко друг к другу, что весьма удобно на практике. Необходимость применения двухзеркального ретранслятора объясняется тем, что коэффициент использования поверхности однозеркального ретранслятора остается достаточно высоким до тех пор, пока угол падения волны на зеркало невелик.

10.2.3. Антенны тропосферных РРЛ

Наряду с РРЛ прямой видимости возможна и практически реализована на УКВ передача многоканальных сообщений на большие расстояния с использованием эффекта дальнего тропосферного распространения (ДТР) радиоволн (см. гл. 20).

Поскольку приемная антенна улавливает только небольшую часть энергии, переизлученной рассеивающим объемом (CDD_1C_1 на

рис. 10.18), для устойчивой связи необходимо, чтобы передающая и приемная антенны имели большой КУ (около 45 дБ). Поэтому площади излучающих поверхностей антенн могут достигать несколько сотен квадратных метров.

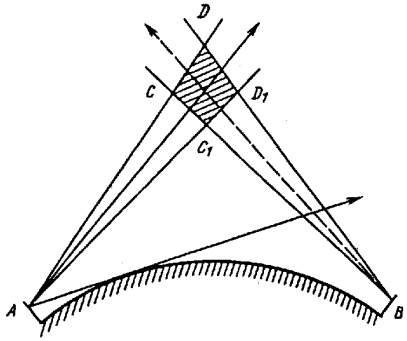


Рис. 10.18

Следует также иметь в виду, что КУ как передающей, так и приемной антенны тропосферной линии растет не прямо пропорционально поверхности ее раскрыва, а медленнее, что можно объяснить некогерентностью объема тропосферы при сужении ДН антенны (см. гл. 20). При этом чем больше расчетный КУ антенны, тем значительнее уменьшение ее реального КУ. Данное явление называется *потерей усиления антенн*. Зависимость потерь усиления антенн от суммарного КУ передающей и приемной антенн можно найти в [63].

На тропосферных РРЛ, работающих в диапазонах дециметровых и сантиметровых волн, в основном применяются однозеркальные осесимметричные и неосесимметричные антенны, осесимметричные двухзеркальные антенны со смещенной фокальной осью, а также рупорно-параболические антенны. Расчетный коэффициент усиления у вышеперечисленного антенн составляет 41...43,5 дБ.

На пунктах тропосферных РРЛ нет необходимости поднимать антенны на большую высоту. Обычно нижний ряд антенны находится на расстоянии 8...20 м над поверхностью Земли. Для увеличения КЗД и помехозащищенности антенн применяют различного рода экраны и защитные устройства (см. гл. 13 и [50]).

Уровень сигнала на пролете тропосферной РРЛ можно повысить с помощью *антенных директоров*. Особенно целесообразна установка антенных директоров на трассах, имеющих близкорасположенные перед антенной препятствия, что позволяет существенно снизить их затеняющее действие.

В заключение рассмотрим основные параметры антенн действующей тропосферной РРЛ «Горизонт», работающей в диапазоне 790 МГц. Антенны выполнены по однозеркальной параболической схеме с вынесенным облучателем, что позволяет устранять влияние реакции зеркала на согласование тракта, уменьшать затенение раскрыва, а также зону биологической опасности по сравнению с осесимметричными антеннами.

На каждом ретрансляционном пункте устанавливаются четыре антенны (по две в каждом направлении). Раскрыв зеркала 20×20 м при высоте нижней кромки над землей 8 или 20 м. Зеркало выполнено из плоских металлических листов размеров 2×2 м, укрепленных на несущей ферме. В качестве облучателя используется пирамидальный рупор с раскрывом 1×1 м и длиной 3 м. Для защиты от осадков в раскрыве рупора сделан косой срез, который закрывается пластмассовой крышкой. Коэффициент усиления антенны G = 42,4 дБ, ширина главного лепестка $2\theta_{0,5} = 1° 16'$, УБЛ не более –(20...25) дБ.

Для ослабления поля помех с боковых направлений и поля в секторе углов, близких к 180°, используются специальные вынесенные экраны и щелевые защитные устройства. Более подробные сведения по антеннам тропосферных РРЛ можно найти в [50].

10.3. Антенны для спутниковой и космической радиосвязи

Связь между земными пунктами, находящимися на расстоянии от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч километров друг от друга, удобно осуществлять на сантиметровых волнах с помощью ИСЗ, применяемых в качестве активных ретрансляторов. В то же время специалисты, занимающиеся вопросами создания телекоммуникационных сетей, считают [16], что, например, для центральной части России при расстоянии между передающими приемными центрами более 400...500 км ретрансляция программ через ИСЗ становится выгоднее, чем их передача по наземным каналам (кабельным и РРЛ). В труднодоступных местностях (в болотистых, в горных ущельях) это расстояние может быть еще меньше.

Для увеличения пропускной способности спутниковых систем связи кроме используемого частотного диапазона 4/6 ГГц в настоящее время все шире осваиваются новые диапазоны 11/14 и 20/30 ГГц.

Объем и качество передачи информации во многом определяются антенно-фидерным устройством системы спутниковой связи (ССС). С учетом этого сформулируем основные требования к антенным устройствам ССС.

Антенны земных станций ССС. К указанным антеннам предъявляются следующие основные требования:

1) обеспечение высокого КУ при достаточно большом КИП (0,6...0,7) и как можно более низких значениях шумовой температуры и УБЛ;

2) возможность наведения луча на ИСЗ с помощью опорно-поворотного устройства, а также систем программного и ручного наведения и автоматического сопровождения;

3) сохранение электрических характеристик и надежной работы в заданных климатических условиях, особенно при предельных скоростях ветра;

4) соответствие ДН антенны справочной диаграмме, рекомендуемой МККР (с целью обеспечения условия электромагнитной совместимости). Справочная диаграмма представляет собой графическое изображение (или аналитические выражения) огибающей рекомендуемой ДН относительно изотропного излучателя.

Антенны *земных станций спутниковой связи* (ЗССС) и космической радиосвязи являются сложными устройствами, имеющими большие габаритные размеры и массу. Они работают в условиях воздействия переменных ветровых нагрузок, дождя, гололеда, солнечного нагрева и т.д. В этих трудных климатических условиях должны быть обеспечены высокая механическая прочность антенной системы и сохранение с высокой точностью заданной формы поверхности зеркала. С этой целью зеркало антенны снабжается мощным каркасом, опирающимся на несущую платформу антенно-поворотного устройства (рис. 10.19).

Одной из важнейших характеристик антенн ЗС является величина отношения КУ антенн (G) к суммарной шумовой температуре (T_Σ) на входе приемного устройства, измеренной в Кельвинах при угле места 5° (шумовая добротность). Современные зеркальные антенны ЗС с диаметром раскрыва 30 м имеют G/T около 42 дБ/К. Очевидно, что для увеличения отношения G/T следует увеличивать КУ антенны и уменьшать суммарную шумовую температуру $T_\Sigma = T_у + T_{тр} + T_А$.

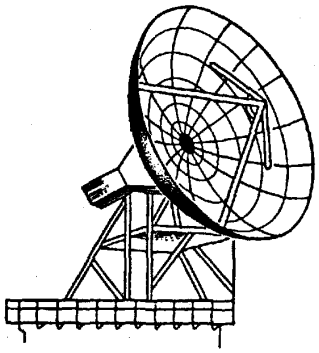


Рис. 10.14

Здесь $T_у$ – шумовая температура малошумящего усилителя (МШУ), к которому присоединена антенна (обычно $T_у = 40...60$ К); $T_{тр}$ – шумовая температура СВЧ тракта, соединяющего антенну с МШУ; $T_А$ – эквивалентная шумовая температура антенны.

Температура $T_А$ растет при уменьшении угла места Δ (угол между направлением максимального излучения и горизонтом) из-за увеличения поглощения радиоволн в большей толще атмосферы Земли и приема шумов теплового излучения Земли. При $\Delta = 4...5°$ уровень шумов Земли недопустимо возрастает, так как их прием происходит через боковые лепестки, близкие к главному. Кроме того, при уменьшении угла Δ путь от антенны до ИСЗ (или космического объекта), проходящий в плотных слоях атмосферы, удлиняется, что ведет к увеличению уровня шумов, порождаемых атмосферой. Минимально допустимый угол места в диапазоне 4/6 ГГц составляет 5...7°. В диапазонах 11/14 и 20/30 ГГц ввиду существенного возрастания потерь в атмосфере минимально допустимый угол места Δ не должен быть менее 10°.

В связи с ростом числа ИСЗ на геостационарной орбите и уменьшением углового расстояния между ними на ЗС возрастает опасность помех от соседних ИСЗ. Поэтому антенны ЗССС должны иметь низкий УБЛ.

На ЗССС с малой пропускной способностью и станциях телевизионного вещания, обслуживающих небольшие населенные пункты, применяются однозеркальные антенны с КУ не более 35 дБ и несколько многоэлементных директорных антенн, работающих в параллель (система «Экран») с КУ примерно 21...28 дБ.

На ЗССС с большой пропускной способностью используются в основном двухзеркальные модифицированные параболические антенны. Диаметры раскрыва таких антенн определяются заданными значениями рабочей частоты, КУ, УБЛ и доходят до 30...32 м.

В качестве примера рассмотрим антенну ЗССС, обеспечивающую телефонную, телефаксную связь и передачу данных межмашинного обмена в диапазоне 4/6 ГГц между абонентами, расположенными на территории России, а также зарубежных стран Европы, Азии, Америки.

Для излучения и приема сигналов используется двухзеркальная параболическая антенна Кассегрена с диаметром раскрыва $D = 4,8$ м. Профиль малого зеркала с диаметром $d = 0,9$ м модифицирован с целью реализации максимального КИП антенны. В качестве облучателя используется специально разработанный конический рупор, который во всем рабочем диапазоне антенны формирует осесимметричную ДН с практически неизменной шириной главного лепестка. Диаметр раскрыва облучателя составляет 0,18 м.

Диаграммы направленности такой антенны на частоте передачи $f_1 = 6,012$ ГГц и приема $f_2 = 3,95$ ГГц представлены на рис. 10.20. Коэффициенты усиления на частотах f_1 и f_2 равны соответственно 46,8 и 43,8 дБ, а УБЛ –12,9 и –13,9 дБ. Сравнительно высокий УБЛ обусловлен амплитудным распределением поля в раскрыве, близким к равномерному, и влиянием затенения апертуры антенны малым зеркалом. Поляризация поля – круговая: левополяризованная при излучении и правополяризованная при приеме.

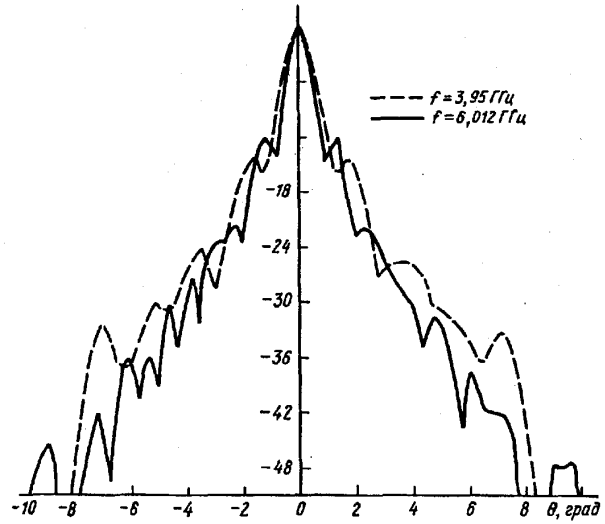


Рис. 10.20

Эквивалентная изотропно-излучаемая мощность (ЭИИМ – произведение подводимой к антенне мощности на КУ антены) составляет 60 дБВт. Шумовая добротность (отношение КУ антенны к эквивалентной шумовой температуре приемной системы) равна 17 дБ/К.

Сигналы, приходящие от космических кораблей или отраженные от планет при радиоастрономических исследованиях, также весьма слабы из-за большой удаленности указанных источников. В этих условиях для того, чтобы обеспечить необходимое отношение сигнал-шум на входе приемника, антенны ЗС должны иметь очень высокий КУ (от 65...70 дБ), чему соответствуют большие размеры антенны и малая угловая ширина главного лепестка ДН.

Бортовые антенны ССС. Бортовые антенны ИСЗ обеспечивают прием и передачу по спутниковой линии связи сигналов связных, вещательных, телевизионных, телеметрических и других систем. Уровень излучения в сторону Земли антеннами ИСЗ ограничен энергетикой станции космического аппарата (КА) и недопустимостью излучения в этом направлении мощных сигналов, которые могут создать помехи другим радиотехническим системам.

В этой связи антенные системы современных ИСЗ должны удовлетворять следующим требованиям: обеспечивать эффективное облучение только заданной области земной поверхности; допускать повторное (многократное) использование рабочих частот за счет пространственного разноса ДН и поляризационного разделения; ослаблять излучение вне зоны обслуживания для того, чтобы уровни поля при основной поляризации и кроссполяризации не превышали установленных международных норм. На протяжении существования ИСЗ антенна должна: сохранять работоспособность в условиях глубокого вакуума, воздействия теплового и радиоизлучений Солнца, ионизирующей радиации; выдерживать действие больших ускорений и вибрационных нагрузок во время запуска; учитывать технические ограничения, накладываемые на размеры и массу антенны.

Принимая во внимание условия работы бортовых антенн, для их изготовления применяют такие материалы, как алюминий, беррилий, инвар, магний и титан. В последнее время все больше используются композиционные материалы, такие как углепласты (графитоэпоксидная композиция). Углепласты имеют значительно лучшие, чем у

вышеназванных материалов, механические и температурные свойства: близкий к нулю коэффициент линейного расширения, малую удельную массу и большую жесткость.

Тип приемопередающей антенны, устанавливаемой на космическом аппарате, – бортовую антенну 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 первых ИСЗ использовались слабонаправленные малогабаритные антенны. На ИСЗ, выведенных на геостационарную орбиту, с которой угловой размер Земли составляет примерно 18°, применялись антенны с КУ примерно 6...17 дБ (антенные решетки из 16 элементов, небольшие параболические антенны и др.). На ИСЗ, находящихся на орбите средней высоты (5...10 тыс. км), применялись почти ненаправленные (изотропные) антенны с круговой поляризацией поля (турникетные, спиральные, щелевые).

Недостаточное усиление бортовых антенн компенсировалось использованием больших наземных антенн с высоким КУ. С увеличением общих размеров и массы ИСЗ появилась возможность применять более направленные антенны с КУ 30...35 дБ и более. К таким антеннам относят параболические (одно- и двухзеркальные), РПА и антенные решетки. Особый интерес представляют *складные антенны*, раскрывающиеся после вывода космического аппарата на орбиту.

В последнее время проявляется значительный интерес к бортовым многолучевым антеннам. Обеспечивая большое усиление, эти антенны позволяют значительно снижать мощность бортовых передатчиков космических аппаратов.

В качестве бортовых многолучевых антенн применяются зеркальные антенны (обычно неосесимметричные), фазированные антенные решетки и некоторые другие типы антенн [30]. Основными преимуществами зеркальных многолучевых антенн являются сравнительно невысокая стоимость, простота облучающей системы, небольшая масса, простота конструкции. Коэффициент усиления таких антенн лежит в интервале от 27...30 дБ в диапазоне 4/6 ГГц (при диаметре раскрыва 1...2,5 м) до 45 дБ в диапазоне 30 ГГц.

Во многих случаях ДН антенн космических аппаратов должны быть сформированы таким образом, чтобы их контур (уровень постоянного КУ) повторял границу государства (в пределах которого обеспечивается подача телевизионной программы), видимую с геостационарной орбиты. Подобные антенны получили название *антенн с контурным лучом*. Контурная форма луча снижает потери излучаемой мощности за пределами границы обслуживаемого региона, а также, что не менее важно, уровень нежелательного облучения сопредельных территорий.

Наиболее популярны три способа формирования контурной ДН, первый из которых связан с применением параболического рефлектора, облучаемого системой облучателей; второй – плоской фазированной антенной решетки и третий – параболического рефлектора специальной формы, облучаемого одиночным облучателем.

Принцип формирования контурного луча в первых двух случаях условно показан на рис. 10.21. Здесь изображены три узких луча, поля которых, складываясь, образуют один широкий луч со сравнительно плоской верхней частью и крутыми скатами. Достоинство этих способов заключается в возможности менять форму контурного луча в ходе эксплуатации. Недостатки связаны со сложностью конструирования и надстройки системы формирования лучей, а также с ростом радиочастотных потерь при увеличении частоты. Третий способ рассчитан на фиксированную форму контура, зато свободен от недостатков, указанных выше. Правда, сложность расчета и изготовления рефлектора специальной формы пока сдерживает широкое распространение систем этого типа.

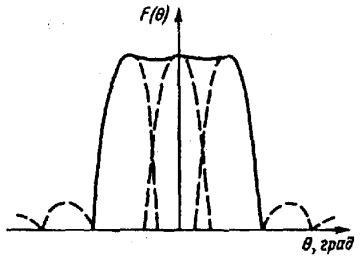


Рис. 10.21

10.4. Питание антенн радиорелейной, спутниковой и космической радиосвязи

Для передачи электромагнитной энергии от передатчика к антенне и от антенны к приемнику используются коаксиальные линии

(в дециметровом диапазоне), волноводные линии и лучеводы (в сантиметровом диапазоне). В некоторых случаях (например, для питания антенны тропосферных линий связи) даже в дециметровом диапазоне волн с целью снижения потерь предпочтительнее использовать волноводные линии.

Фидерные тракты радиорелейных линий и систем спутниковой связи должны обеспечивать хорошее согласование тракта с входными сопротивлениями антенны, передатчиков и приемников. Отдельные элементы тракта также должны быть согласованы друг с другом. Допустимая величина коэффициента отражения от антенны и элементов волноводного тракта для многоканальных систем составляет 2...3 %. Коэффициент отражения от мест сочленения (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 аппаратуры. В тракте с малым затуханием увеличение потерь на 1 дБ эквивалентно увеличению шумовой температуры тракта $T_{тр}$ на 70 К. Поэтому стремятся сократить длину волноводов (или применяют лучеводы).

Для предотвращения просачивания энергии из тракта должна быть обеспечена электрогерметичность фланцевых соединений. Просачивание электромагнитной энергии приводит к дополнительным потерям и искажению ДН антенны. При большой мощности передатчиков (антенны для космической радиосвязи, тропосферных линий связи) даже в случае незначительного просачивания энергии вблизи тракта может возникнуть недопустимо высокая напряженность поля.

Тракт питания должен обладать необходимой электрической прочностью. Если приемопередающая антенна работает на передачу с одной поляризацией поля, а на прием – с другой, то для ее питания часто используют два прямоугольных волновода. Размеры поперечного сечения прямоугольного волновода выбирают из условия существования основной волны H_{10} и отсутствия волн высших типов.

На РРЛ, работающих в сантиметровом диапазоне волн, а также в трактах питания земных станций спутниковой связи используются фидерные тракты, выполненные из круглых и эллиптических волно-

водов. Достоинством фидерного тракта из круглых волноводов является возможность одновременной передачи и приема на волнах с ортогональной поляризацией поля по одному фидеру. Для этого используется основной тип волны H_{11} (рис. 10.22, *а*).

Волноводный тракт собирается из медных или биметаллических труб (стальная труба с внутренним медным покрытием). Для ослабления затухания в тракте увеличивают диаметр поперечного сечения круглого волновода. При этом, например, в широко используемом волноводе диаметром 70 мм на частотах, превышающих 4 ГГц, наряду с основным типом волны H_{11} ($\lambda_{кр} = 3{,}41a$, где a – радиус волновода) возможно распространение волны высшего типа E_{01} ($\lambda_{кр} = 2{,}61a$, рис. 10.22, *б*) и других более высоких типов волн. Другими словами, волновод работает в многоволновом режиме. При этом ужесточаются требования к однородности волноводов, так как в местах ее нарушения происходят преобразование основного типа волны в волны высших типов и обратное преобразование волн высших типов в основной тип волны, что приводит к искажению передаваемых по тракту сигналов. Биметаллические волноводы обладают большей однородностью и меньшим коэффициентом отражения от стыков волноводных секций, чем медные.

Наряду с жесткими волноводными линиями в качестве самостоятельных фидеров или вставок для соединения отдельных частей фидерных трактов с высокочастотной аппаратурой широко используются гибкие гофрированные волноводы эллиптического сечения. Геометрические размеры поперечного сечения эллиптического волновода

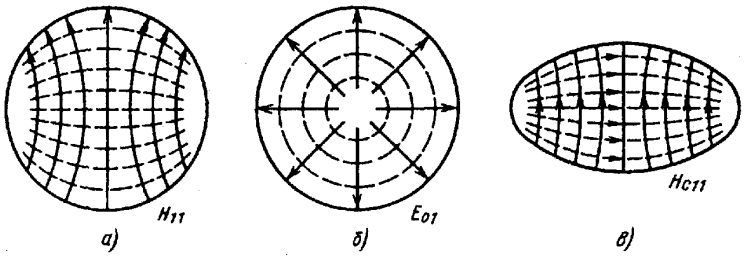


Рис. 10.22

выбираются так, чтобы обеспечить существование в волноводе электромагнитной волны только основного типа, обозначаемого H_{c11} (рис. 10.22, *в*) [2]. Коэффициенты ослабления в этих волноводах весьма близки соответствующим им значениям для стандартных волноводов прямоугольного сечения.

Применение гибких гофрированных эллиптических волноводов позволяет создавать длинные фидерные тракты без промежуточных секций. Эллиптическая форма поперечного сечения дает возможность сохранять положение плоскости поляризации поля в волноводе по отношению к сечению независимо от трассировки тракта. Эти волноводы выпускаются в виде отрезков длиной 100 м и более.

Фидерный тракт РРЛ на базе волноводов круглого сечения (рис. 10.23) [50] состоит из антенны *1*, перехода с плавно меняющимся сечением от квадратного рупора к круглому сечению волновода *2*, герметизирующего волновода *3*, секции со штуцером *4*, фильтра поглощения волн высших типов *5*, волновода круглого сечения 6, возбуждаемого на волне H_{11}, корректора эллиптичности *7*, поляризационного селектора *8*, нагрузки *9*, гофрированного гибкого эллиптического волновода *10*, служащего для соединения приемопередающей аппаратуры СВЧ с вертикальной частью тракта, герметизирующей вставки *11*.

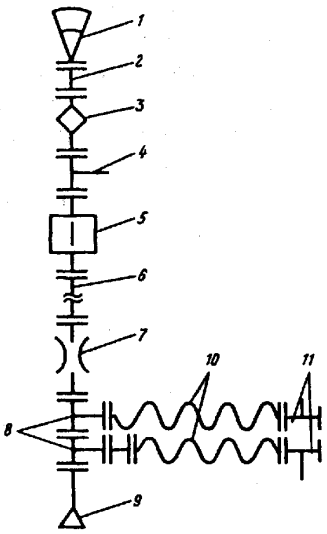


Рис. 10.23

Волноводные плавные переходы используют для соединения между собой волноводов с различными размерами поперечного сечения, а также прямоугольных волноводов с крулыми. В зависимости от характера изменения образующей плавные переходы подразделяются на *квазиэкспоненциальные, полиномиальные, линейные*. Эти переходы должны обеспечивать хорошее согласование соединяемых волноводов, поэтому длина их должна быть боль-

шой. Так, для соединения отрезка прямоугольного волновода, идущего от РПА, с круглым волноводом длина перехода составляет 50 см. При этом 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 реализуется герметизацией стыков всех волноводных элементов и применением герметизирующих волноводных вставок, устанавливаемых в месте соединения волновода с аппаратурой и в верхней части тракта, если антенна не является герметичной. Герметизирующая секция, устанавливаемая вблизи антенны, должна иметь сливные отверстия для удаления влаги из антенны. Для обеспечения в круглом волноводе циркуляции осушенного воздуха используется секция круглого волновода со штуцером для присоединения воздухопровода и с отверстиями для подачи в волновод осушенного воздуха.

Фильтр поглощения волн высших типов предназначен для уменьшения в круглом многоволновом волноводе уровня паразитных волн E_{01} и E_{11}, которые возбуждаются на несимметричных неоднородностях (сдвиг осей волноводов, изгиб волновода и др.), переходных секциях между волноводами разных диаметров, в герметизирующих вставках и т. д. Поглощение волны E_{01}, имеющей интенсивную продольную составляющую электрического поля, достигается установкой в волноводе параллельно его оси стержня из материала с низкой проводимостью.

Обычно поглотитель представляет собой пенопластовый вкладыш в форме челнока. Вдоль продольной оси челнока имеется отверстие, в котором установлен стеклянный стержень. Поверхностный слой стержня покрыт окислом металла, обладающим свойством 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 приводит к уменьшению поляризационной развязки между каналами приема и передачи. Причиной возникновения волны с поперечной поляризацией (кроссполяризацией) является разность фазовых скоростей ортогональных составляющих электромагнитного поля в волноводе, приводящая к появлению фазового сдвига между этими составляющими. Компенсация этого сдвига и получение линейной поляризации поля в волноводе осуществляются с помощью корректора эллиптичности, включаемого в круглый волновод и представляющего собой отрезок эллиптического волновода с плавными переходами к круглому сечению по концам. Размеры корректора должны обеспечивать 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 путем выбора взаимного расположения эллипсов поперечного сечения корректора эллиптичности и круглого волновода может быть обеспечена линейная поляризация поля в волноводе (строго вертикальная или горизонтальная).

Назначение поляризационного селектора – 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. Сигналы, принимаемые на частотах $f_5..f_8$, имеют поляризацию, повернутую на 90°. Эти сигналы через поляризационный селектор направляются к приемникам.

По аналогичной схеме собирается антенно-волноводный тракт земной станции спутниковой связи.

Для удобства рассмотрения весь тракт принято разделять на три участка: совмещенный тракт, тракт передачи и тракт приема.

Совмещенный тракт начинается герметизирующей секцией, отделяющей внутренность фидерного тракта от антенны и внешнего пространства, далее следует поляризационный блок, обеспечивающий разделение сигналов приема и передачи. Элементы этой части тракта выполнены на базе волновода круглого сечения и работают одновременно в разнесенных диапазонах частот передачи и приема.

Тракт приема соединяет один из выходов поляризационного блока с приемной аппаратурой. Он состоит из элементов, защищающих

входные цепи приемника от возможного попадания сигналов передатчика, а также элементов, обеспечивающих вращение антенны по азимуту и углу места. Герметизирующая секция, включаемая в эту часть тракта, отделяет наружную часть тракта от негерметизированной, расположенной в помещении. Все элементы тракта приема соединяются между собой отрезками прямоугольного волновода и угловыми переходами в плоскостях *E* и *H*.

Тракт передачи подключается ко второму выходу поляризационного блока через плавный переход от волновода круглого сечения к прямоугольному. Основные элементы тракта передачи – это угломестное и азимутальное вращающиеся сочленения, герметизирующая секция, устройство сложения сигналов нескольких передатчиков, фильтр гармоник, ферритовый вентиль и др.

Передающий, а также совмещенный тракты рассчитаны на передачу высокого уровня мощности. В трактах предусмотрена система защиты от СВЧ пробоя, для чего в некоторые угловые переходы вмонтированы датчики, реагирующие на световой поток, возникающий при появлении дуги в случае пробоя в тракте. Сигналы от этих датчиков используют для выключения передатчиков.

Антенно-фидерные тракты, построенные по такой схеме, используют на земных станциях системы «Интерспутник», Тракт приема обеспечивает работу в диапазоне частот 3400...3900 МГц, тракт передачи – в диапазоне частот 5700...6200 МГц. Переходное затухание между выходами передатчиков и входами приемников не менее 130 дБ.

Для снижения потерь в приемной части тракта на некоторых земных станциях приемное оборудование либо располагают в специальных кабинах, вращающихся вместе с антенной вокруг вертикальной оси, либо подключают непосредственно к выходу поляризационного блока. При этом существенно сокращается длина приемного тракта и исключается одно (или оба) вращающееся сочленение. Такие модифицированные фидеры применяют на некоторых земных станциях системы «Орбита».

Дальнейшее снижение потерь можно обеспечить в фидерном тракте с лучеводами. В таких трактах отсутствуют приемные и передающие вращающиеся сочленения, длины трактов могут быть сделаны сравнительно небольшими с минимальным числом изгибов. Важным преимуществом лучеводов являются повышенные линейность фазовых характеристик трактов и надежность.

Вариант фидерного тракта с лучеводом показан на рис. 10.24. Он состоит из большого *5* и малого *6* параболических зеркал (фокусы зеркал совпадают) и системы вспомогательных зеркал *1*...*4*, создающих беспроводную линию передачи между облучателем-рупором (*P*) и малым зеркалом. Заметим, что рупор находится на довольно большом расстоянии от малого зеркала (десятки метров) не в фокусе последнего. Используя представления геометрической оптики, принцип действия лучевода можно пояснить следующим образом.

Сферическая волна, излучаемая коническим рупором, падает на плоское вспомогательное зеркало *1*, составляющее угол 45° с осью симметрии системы, и преобразуется им в сферическую же волну с виртуальным фазовым центром в точке *O′* (зеркальное изображение фазового центра рупора). Эта волна облучает несимметричное вспомогательное зеркало *2* («вырезка» из параболоида вращения), фокус которого совмещен с точкой *O′*; ось симметрии *O′A* параллельна оси симметрии рупора, совмещенной с осью симметрии системы. Поэтому падающая на зеркало *2* сферическая волна трансформируется в плоскую, распространяющуюся параллельно оси симметрии параболоида. Это плоская волна, падающая под углом 45° на плоские зеркала *3* и *4*, направляется на малое параболическое зеркало *6* двухзеркальной антенны. После отражения от малого зеркала сферическая волна падает на большое зеркало, трансформируется им в плоскую и направляется на корреспондента.

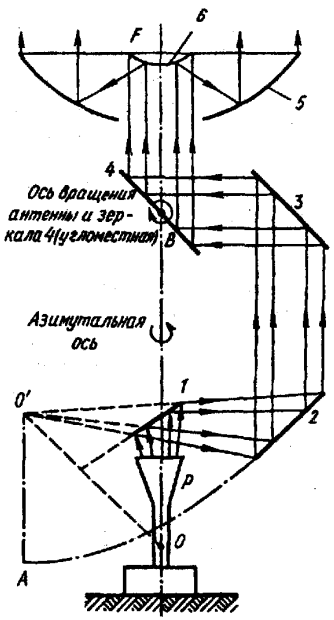


Рис. 10.24

Антенно-фидерные тракты наземных РРЛ имеют свои особенности. Их схемы и подробные характеристики элементов трактов РРЛ имеются в [50].

Литература: *основная* [*2, 3, 30, 34*], *дополнительная* [*16, 46, 50, 51, 55, 62, 63*].

Контрольные вопросы

1. Перечислите основные требования к ДН антенн передающих телевизионных центров и способы их обеспечения.
2. Изобразите требуемую ДН передающей антенны наземного телевизионного центра в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Дайте пояснения к ним.
3. Объясните принцип работы зигзагообразной приемной телевизионной антенны.
4. Как обеспечивается высокое согласование в фидерном тракте в системах приема телевидения?
5. Какие типы приемных антенн используются в спутниковом телевизионном вещании и почему?
6. Перечислите требования, предъявляемые к направленным свойствам антенн. РРЛ с учетом обеспечения помехозащищенности и ЭМС.
7. Какова роль модифицированных поверхностей зеркальной антенны по сравнению с немодифицированными?
8. Перечислите способы устранения затенения апертуры антенн облучателем. Поясните на примере какой-либо схемы.
9. Изобразите схему АДЭ и объясните принцип ее действия.
10. Изобразите схему РПА и объясните ее основные достоинства.
11. Схемы и принцип действия пассивных ретрансляторов отражающего, преломляющего типов и типа «препятствие».
12. Принцип действия и область применения антенных директоров на трассе РРЛ связи.
13. Какие виды разнесенного приема используются на ТРРЛ и за счет чего обеспечивается высокая устойчивость их работы?
14. Какие антенны называются адаптивными, в каких случаях их следует применять?
15. Назовите особенности работы антенн в системах спутниковой связи по сравнению с наземными системами связи.
16. Какие факторы ограничивают реализацию большого коэффициента усиления антенн для систем спутниковой связи?
17. Приведите возможные схемы лучевода и перечислите их особенности по сравнению с волноводными линиями питания антенн.
18. Перечислите основные требования к бортовым антеннам систем спутниковой связи.
19. Какие типы антенн используются в качестве бортовых антенн систем спутниковой связи? Перечислите их основные характеристики.
20. Какие требования предъявляются к элементам антенно-фидерного тракта и тракту в целом для РРЛ и систем спутниковой связи.

Глава 11. АНТЕННЫ ДЕКАМЕТРОВОГО (КОРОТКОВОЛНОВОГО) ДИАПАЗОНА

11.1. Особенности коротковолновых антенн. Учет влияния земли на диаграмму направленности

К диапазону декаметровых (или коротких) волн относят радиоволны длиной 10...100 м. Основная область использования этого диапазона – связь на большие расстояния (сотни и тысячи километров), которая осуществляется с помощью пространственных волн, достигающих 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 с линией горизонта некоторый угол (Δ_{max}). Радиус действия земной волны в декаметровом диапазоне волн из-за сильного поглощения в земле сравнительно невелик и при обычно используемых мощностях передатчиков составляет несколько десятков километров, лишь незначительно превышая (из-за дифракции) расстояние прямой видимости.

Волны данного диапазона используют для построения систем дальней связи, для радиовещания, исследования ионосферы, дальней (загоризонтной) радиолокации и т. п. В этих случая обычно применяют горизонтальные антенны, так как горизонтально поляризованные волны при отражении от почвы при углах наклона $\Delta \le 30°$ испытывают меньшее поглощение, чем вертикально поляризованные.

При связи на небольшие расстояния (связь с помощью земной волны) используют антенны вертикальной поляризации. Чаще всего из-за конструктивных преимуществ применяют несимметричные вибраторы. Вертикальные вибраторы создают более интенсивное излучение, чем горизонтальные, вдоль поверхности земли.

На декаметровых волнах удается выполнять антенны, размеры которых превосходят длину волны в несколько раз и которые обладают значительным направленным действием. Сопротивление излуче-

ния таких антенн значительно больше сопротивления потерь, вследствие чего КПД антенн в большинстве случаев близок к единице.

Основные особенности антенн КВ диапазона связаны с тем, что условия прохождения коротких волн определяются состоянием ионосферы, зависящим от времени суток, времени года, солнечной активности и т. п. Для обеспечения непрерывной радиосвязи необходимо иметь несколько рабочих волн, значительно отличающихся друг от друга. В связи с этим желательно применять антенны диапазонного типа, что позволит повысить маневренность радиоцентров в отношении возможности выбора рабочих частот.

Вследствие непрерывного изменения состояния ионосферы изменяются углы прихода (наклона) волн. Поэтому антенна должна достаточно интенсивно излучать (принимать) в определенном секторе углов прихода лучей. Наиболее вероятные значения углов прихода (Δ) изменяются в пределах 5...25°. В соответствии с приведенными данными должна выбираться ширина ДН антенны в вертикальной плоскости. Для обеспечения радиовещанием очень удаленных территорий приходится применять антенны с большим КУ, имеющие в коротковолновой части рабочего диапазона ширину ДН в вертикальной плоскости меньшую, чем сектор наиболее вероятных углов прихода лучей. У таких антенн желательно предусмотреть формирование по крайней мере двух ДН, одна из которых имеет максимум под более низкими углами возвышения, а другая – под более высокими. Сужение ДН в вертикальной плоскости является также эффективным средством борьбы с замираниями и явлением эха, присущими КВ диапазону (см. § 22.3). В этом случае конструкция антенны должна обеспечивать возможность управления положением луча в вертикальной плоскости. Для устранения явления кругосветного эха (см. § 22.3) как передающие, так и приемные антенны должны обладать однонаправленными свойствами, коэффициент защитного действия антенн должен быть велик.

Для уменьшения помех, создаваемых близкими по частоте радиостанциями, а также помех грозового и промышленного происхождений УБЛ ДН приемных антенн должен быть мал. При этом, кроме того, уменьшаются эффекты замираний и эха.

Другие особенности КВ антенн вызваны стремлением удешевить стоимость антенных полей радиоцентров. Поскольку хорошие

характеристики можно получить только от антенн, размеры которых соизмеримы с λ, то КВ антенны обычно являются довольно сложными и дорогими инженерными сооружениями, которые занимают на крупных радиоцентрах территорию в сотни гектаров и стоимость которых достигает 40 % стоимости всего радиоцентра. Известны следующие способы экономии территории и уменьшения стоимости:

так называемое многократное использование антенн. Например, одна антенна может обслуживать одновременно (при наличии специальных фильтрующих устройств) несколько передатчиков (приемников). В этом случае от антенны требуется лишь достаточная широкополосность или многочастотность (возможность работы на нескольких фиксированных частотах при заданных для каждой из частот характеристиках);

применение специальных сложных антенн с несколькими входами и различными характеристиками при возбуждении разных входов с возможностью независимого управления ДН, соответствующими этим входам;

использование антенн, обладающих возможностью реверсирования, т.е. изменения направления излучения на противоположное при изменении точки питания.

Значительное влияние на излучение КВ антенн оказывает Земля, поверхностный слой которой по своим электрическим параметрам относится к полупроводящим средам. Оценка влияния Земли сводится к следующему.

Поле, создаваемое антенной в присутствии Земли, можно рассматривать как сумму первичного поля, непосредственно излучаемого антенной, и вторичного (отраженного) поля. Влиянием Земли на структуру первичного поля обычно пренебрегают, т. е. считают его таким же, как в свободном пространстве. Отраженное поле учитывается методом, который является развитием метода зеркальных изображений (см. § 6.4), при этом землю считают плоской. Первичное поле, падающее на плоскую границу Земли, которую будем считать однородной и изотропной, может быть представлено в виде суперпозиции плоских однородных и неоднородных электромагнитных волн. Однородные волны падают на границу под различными углами и отражаются в соответствии с законом Снеллиуса. Амплитуды однородных плоских волн

пропорциональны значениям комплексной ДН (в свободном пространстве) для соответствующих углов. Амплитуды отраженных однородных волн, очевидно, равны амплитудам падающих волн, умноженным на соответствующие коэффициенты Френеля, причем амплитуда отраженной волны, распространяющейся в некотором направлении (Δ, φ), определяет соответствующее значение ДН, формируемой отраженными волнами.

Первичные неоднородные плоские волны порождают отраженные неоднородные волны, экспоненциально убывающие при удалении от границы раздела. Их следует учитывать только при рассмотрении процессов зарождения и распространения земной волны.

Пусть антенна расположена на высоте h от поверхности Земли (точка *1* на рис. 11.1). Обозначим ее ДН в собственной системе координат как $\widetilde{f}(\Delta, \varphi)$. Введем также систему координат центром O, расположенным на поверхности Земли непосредственно под антенной. В этой системе координат первичная ДН с учетом сдвига фаз за счет разности хода [см. (1.21)] приобретает вид $\widetilde{f}(\Delta, \varphi)e^{ikh\sin(\Delta)}$.

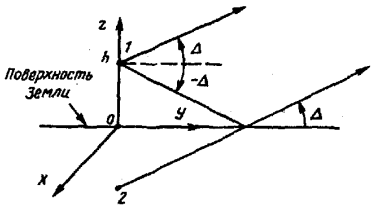


Рис. 11.1

Обозначим, как принято в электродинамике, коэффициенты отражения для нормальной и параллельной поляризаций через $\widetilde{R}_{\perp}(\Delta)$ и $\widetilde{R}_{\parallel}(\Delta)$, однако в известных выражениях [18] следует учесть различие в обозначениях угловых величин (см. рис. 11.1). Угол падения, обозначенный в [18] через φ, связан с Δ формулой $\varphi = 90° - \Delta$. При этом амплитуда отраженной волны, распространяющейся под углами (Δ, φ), будет пропорциональна величине $\widetilde{f}(-\Delta, \varphi)e^{ikh\sin(\Delta)}\widetilde{R}(\Delta)$ и, следовательно, ДН отраженного поля $\widetilde{f}^{(\text{отр})}(\Delta, \varphi)$ для каждой из поляризаций определится выражениями

$$\widetilde{f}_{\parallel}^{(\text{отр})}(\Delta, \varphi) = \widetilde{f}_{\parallel}(-\Delta, \varphi)e^{ikh\sin\Delta}\widetilde{R}_{\parallel}(\Delta), \qquad (11.1)$$

$$\widetilde{f}_{\perp}^{(\text{отр})}(\Delta, \varphi) = \widetilde{f}_{\perp}(-\Delta, \varphi)e^{ikh\sin\Delta}\widetilde{R}(\Delta). \qquad (11.2)$$

Легко видеть, что указанные ДН можно трактовать как ДН некоторых фиктивных источников, расположенных зеркально относительно поверхности Земли.

Применяемые на практике антенны, состоящие из решеток горизонтальных или вертикальных вибраторов, обычно в вертикальной плоскости имеют симметричную первичную ДН, т.е. $\widetilde{f}_{\parallel,\perp}(-\Delta, \varphi) = \widetilde{f}_{\parallel,\perp}(\Delta, \varphi)$. Учитывая это обстоятельство, результирующую ДН, которую будем обозначать $\widetilde{f}_{з}(\Delta, \varphi)$ с учетом влияния Земли, легко получить из (1.25):

$$\widetilde{f}_{з}(\Delta, \varphi) = \widetilde{f}(\Delta, \varphi)e^{ikh\sin\Delta}\left[1 + R(\Delta)e^{-i(2kh\sin\Delta - \Phi(\Delta))}\right], \qquad (11.3)$$

где $\widetilde{R}(\Delta)$ и $\Phi(\Delta)$ – модуль и фаза коэффициента отражения для соответствующей поляризации; $\widetilde{f}(\Delta, \varphi)$ – первичная ДН по соответствующей поляризации. В большинстве случаев нас интересует амплитудная ДН. Из (11.3) следует

$$f_{з}(\Delta, \varphi) = f(\Delta, \varphi)\sqrt{1 + R^2(\Delta) + 2R(\Delta)\cos\left(kh\sin\Delta - \Phi(\Delta)\right)}. \qquad (11.4)$$

Отметим, что, хотя эта формула была получена в предположении однородности поверхности Земли, ею можно пользоваться и тогда, когда параметры почвы ε_r и σ являются медленно меняющимися функциями координат (термин «медленно меняющаяся функция» означает, что изменения ε_r и σ должны быть незначительными на участке поверхности длиной λ). В этом случае функции $R(\Delta)$ и $\Phi(\Delta)$ следует вычислять для каждого Δ в соответствии с локальными характеристиками поверхности в точке отражения, определяемой по законам геометрической оптики.

На рис. 16.4 (см. 16.2.1) качественно показан характер кривых $R_{\perp}(\Delta)$, $R_{\parallel}(\Delta)$, $\Phi_{\perp}(\Delta)$, $\Phi_{\parallel}(\Delta)$. При $\Delta \to 0$ для обеих поляризаций $R_{\parallel,\perp}(\Delta) \to 1$, $\Phi_{\parallel,\perp}(\Delta) \to \pi$,. Это приводит к тому, что ДН, определяемая по формуле (11.4), имеет в плоскости земли ($\Delta = 0$) нулевой провал как при горизонтальной, так и при вертикальной поляризации поля. Однако при расчете поля вблизи поверхности Земли, как отмечалось выше, кроме вклада, даваемого однородными плоскими волнами, следует учитывать и вклад неоднородных плоских волн. Строгий учет этих вкладов в области малых значений угла Δ достаточно сложен. Он яв-

лялся предметом научного интереса многих ученых с мировыми именами (Зоммерфельд, Вейль, Ван-дер-Поль, Фок, Бреховских и др.). Приведем лишь окончательные результаты. При параллельной поляризации земная волна на небольших расстояниях от антенны изменяется как e^{-ikr}/r, причем ее амплитуда равна удвоенной амплитуде поля антенны в отсутствие Земли. С ростом r скорость убывания напряженности поля постепенно возрастает, стремясь к величине $1/r^2$ (еще раз напомним, что рассматривается случай плоской Земли). Дополнительные сведения по этому вопросу приводятся в главах, посвященных распространению радиоволн.

При горизонтальной (нормальной) поляризации амплитуда земной волны оказывается весьма малой, поэтому использование этой волны для целей радиосвязи практического значения не имеет. В этом случае без большой погрешности можно считать, что ДН $f_3(\Delta, \varphi)$, выражаемая формулой (11.4), отражает поведение полного поля дальней зоны антенны.

Отметим, что при нормальной поляризации для реальной Земли коэффициент $R_\perp(\Delta)$ при всех Δ мало отличается от -1. Особенно сказанное справедливо при малых Δ, которые для антенн дальней связи и представляют основной интерес. Это приводит к тому, что ДН по нормальной поляризации оказывается близкой к ДН той же антенны над идеально проводящей плоскостью. Отличие состоит лишь в том, что нулевые провалы, обусловленные интерференцией первичного и отраженного полей, в случае реальной Земли заменяются минимумами, причем тем более глубокими, чем под меньшими углами к поверхности Земли они расположены. В направлении вдоль поверхности Земли ($\Delta = 0$) $R_\perp = -1$, поэтому здесь нулевой провал сохраняется и максимум ДН оказывается отклоненным от поверхности Земли на некоторый угол Δ_{max}, зависящий, в частности, от высоты подъема антенны h. Это обстоятельство полезно используется для ориентации направления максимального излучения под желаемым углом к поверхности Земли.

В настоящее время на линиях связи большой длины обычно применяют сложные антенны диапазонного типа, для линий связи небольшой длины – простые антенны, как диапазонные, так и узкополосные (настраиваемые).

11.2. Простые КВ антенны

К простым антеннам обычно относят симметричные и несимметричные вибраторы, диапазонные вибраторы Наденко, шунтовые диапазонные вибраторы, уголковую антенну Пистолькорса и ряд других. Рассмотрим сначала конструкции горизонтальных антенн.

Из-за конструктивной простоты симметричный вибратор (см. гл. 2 и 6) является одной из самых распространенных антенн. В КВ диапазоне используют как горизонтальный, так и вертикальный симметричный вибратор. Горизонтальный вибратор выполняется из твердотянутого бронзового или биметаллического провода диаметром 4...6 мм. При этом волновое сопротивление вибратора порядка 1000 Ом. Вибратор растягивается между двумя мачтами (деревянными, асбоцементными и т. п.) с помощью оттяжек, закрепленных у концов вибратора на изоляторах. Мачты также поддерживаются оттяжками, причем для уменьшения наводимых токов оттяжки расчленяются изоляторами на отрезки не длиннее чем $\lambda/4$. При высотах подвеса $h = \lambda/2...\lambda$ угол максимального излучения $\Delta_{max} = 30...15°$.

Симметричный вибратор предназначается для работы на фиксированной частоте (узкополосная антенна) в диапазоне $(0{,}2...0{,}25) \le l/\lambda \le (0{,}63...0{,}67)$. При увеличении l/λ выше 0,63...0,67 ухудшаются направленные свойства вибратора. Минимальная величина отношения l/λ определяется допустимой наименьшей величиной естественного КБВ (КБВ без элементов настройки) в линии, равной 0,1...0,15. При уменьшении отношения l/λ падает активная и увеличивается реактивная составляющие входного сопротивления вибратора, вследствие чего уменьшается естественный КБВ. С помощью дополнительных настроечных элементов хорошее согласование на одной частоте может быть осуществлено при любом l/λ. Однако если естественный КБВ становится меньше 0,15, то согласование легко нарушается, например при изменении погодных условий.

Для работы в широком непрерывном диапазоне волн применяют вибраторы с пониженным волновым сопротивлением (диполь Наденко), диапазонные шунтовые вибраторы и плоские самодополнительные вибраторы (см. § 6.2).

Шунтовые диапазонные вибраторы (см. рис. 6.3), применяемые на КВ, могут выполняться как в проволочном, так и в жестком варианте. С помощью шунтовых вибраторов удается обеспечить удовлетворительное согласование с КБВ ≥ 0,3 в более чем четырехкратном диапазоне ($0{,}16 \le l/\lambda \le 0{,}65$).

Примерно такой же широкополосностью обладают излучатели, являющиеся аналогами плоских вибраторов с плечами треугольной формы (см. рис. 6.7). В диапазоне КВ металлические пластины заменяют системой проводов, что приводит к некоторому ухудшению диапазонных свойств. Входное сопротивление плоского вибратора можно варьировать изменением угла при вершине плеча. Достаточная широкополосность сохраняется при углах 60...90°. При питании антенны посредством фидера $W = 220$ Ом естественный КБВ ≥ 0,5 сохраняется примерно в трехкратном диапазоне волн.

Для сужения ДН вибратора и придания ей однонаправленных свойств применяют настроенные пассивные вибраторы – рефлекторы или директоры (см. § 7.4), располагаемые на расстояниях порядка $(0{,}1...0{,}3)\lambda$.

Для радиосвязи с корреспондентами, расположенными в различных направлениях, требуется расширение ДН. В этих случаях используют уголковые антенны, предложенные А. А. Пистолькорсом, имеющие в горизонтальной плоскости ДН, близкие к круговым.

Уголковая антенна (рис. 11.2) 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 $l/\lambda \approx 0{,}5$. В вертикальной плоскости ДН получаются близкими к ДН обычного симметричного вибратора. С целью улучшения согласования с фидером в широком диапазоне в таких ан-

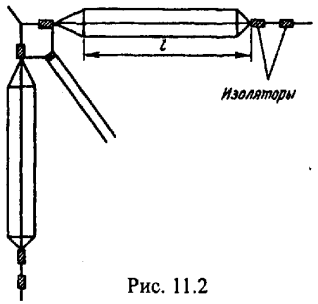


Рис. 11.2

теннах обычно используют вибраторы Наденeнко или шунтовые вибраторы.

К простым антеннам можно отнести и так называемые антенны зенитного излучения. Они применяются на коротких линиях связи (до 300 км), когда углы прихода $\Delta = 50...90°$. При таких больших углах отражение от ионосферных слоев имеет место лишь для низкочастотной части КВ диапазона с $\lambda = 60...80$ м, отведенной для местного радиовещания. По соображениям, связанным с условиями распространения радиоволн, в качестве зенитных антенн целесообразно использовать излучатели с круговой поляризацией, причем должна быть предусмотрена возможность оперативного изменения направления вращения при переходе с работы в дневное время на работу в ночное время.

Наиболее простой антенной зенитного излучения мог бы служить турникетный излучатель (см. 7.6.1). Однако его ДН излишне широка. С целью увеличения КНД, а также скорости спадания уровня излучения за пределами рабочего сектора углов, что необходимо для повторного использования частот на других радиостанциях, в качестве антенн зенитного излучения применяются антенные решетки, состоящие из турникетных излучателей. Сами турникетные излучатели выполняются на базе либо вибраторов Наденeнко, либо проволочных аналогов плоских квадратных излучателей. Типовая антенна зенитного излучения, состоящая из четырех турникетных излучателей с диполями Наденeнко, показана на рис. 11.3. Электрический контакт между пересекающимися на рисунке вибраторами отсутствует, так как по вертикали они смещены. Геометрические размеры антенны: $l = 30$ м, $d = 31$ м, высоты подвеса пар вибраторов над землей 14 и 17 м. Вибраторы выполняются из шести проводов диаметром 4 мм, расположенных по образующим кругового цилиндра радиусом 12 м. Подробности, связанные со схемой питания антенны, можно найти в [32].

Для создания поля вертикальной поляризации обычно применяются симметричные и несимметричные верти-

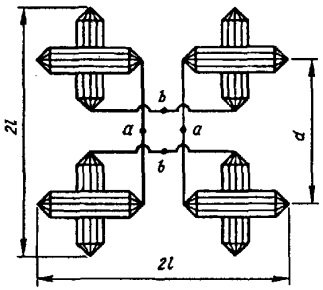


Рис. 11.3

кальные вибраторы с пониженным волновым сопротивлением по типу диполя Наденeнко. В качестве проводов, образующих вибратор, часто используют отделенные изоляторами участки оттяжек деревянных или асбоцементных мачт.

Симметричные вертикальные вибраторы питаются с помощью двухпроводного фидера (рис. 11.4). Несимметричные вертикальные вибраторы могут выполняться как в варианте Наденeнко, так и в виде аналогов плоских и конических вибраторов. Различные варианты несимметричных вибраторов схематично показаны на рис. 11.5.

Особенностью вертикальных несимметричных вибраторов является необходимость металлизации поверхности земли под вибратором. Поверхностный слой почвы вблизи вибратора входит непосредственно в цепь входного тока и определяет основную часть мощности потерь. Металлизация поверхности позволяет существенно снижать уровень теряемой мощности.

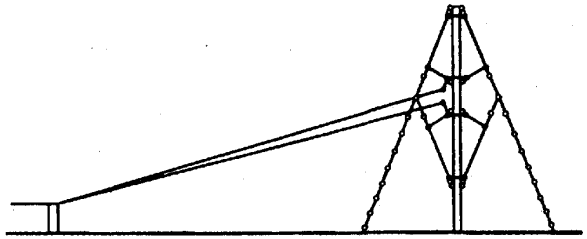


Рис. 11.4

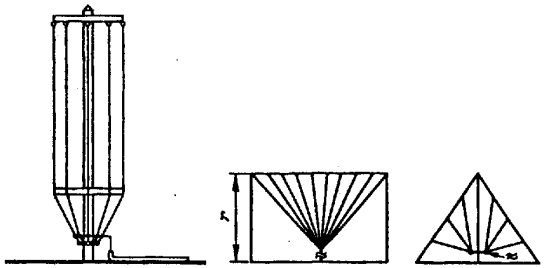


Рис. 11.5

Металлизация осуществляется с помощью 80...120 проводов длиной (1,5...2)l, веерообразно расходящихся от нижнего основания вибратора. Чтобы избежать повреждений, провода могут прокладываться на глубине 15...20 см. От качества металлизации зависит КПД вибратора. В приемном режиме допустимое значение КПД ниже, чем в передающем, поэтому при использовании вибратора только для приема достаточно 10...15 проводов длиной около 0,5l.

Несимметричные вибраторы питаются с помощью либо коаксиального кабеля, либо его проволочного аналога – проволочной коаксиальной линии, поперечное сечение которой изображено на рис. 11.16, *а* (см. § 11.7).

11.3. Синфазные горизонтальные диапазонные антенны (СГД)

Антенны СГД [32] являются основным типом передающих антенн, применяемых в КВ диапазоне для радиовещания и радиосвязи на трассах большой протяженности. Основными преимуществами антенн СГД являются возможности получения высокого КНД (и КУ, антенны имеют высокий КПД), а также управления ДН в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Антенны типа СГД могут работать без перестройки в непрерывном диапазоне волн с коэффициентом перекрытия 2...2,5.

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. 11.6).

В настоящее время наиболее распространены двух- (трасса длиной 1000...3000 км), четырех- (трасса длиной от 2000 до 6000...8000 км) и восьмиэтажные (траса от 6000 км и более) антенны. Синфазность воз-

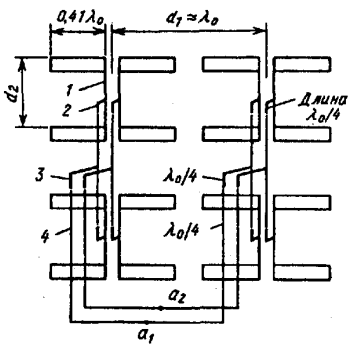


Рис. 11.6

буждения всех вибраторов на любой длине волны достигается благодаря тому, что расстояния от точек питания отдельных вибраторов до точек присоединения главного фидера (точки a_1, a_2) одинаковы. Диапазонность по входному сопротивлению обеспечивается применением диапазонных вибраторов, а также включением в распределительные фидеры, подводящие питание к вибраторам, ступенчатых трансформаторов (трансформирующих вставок), обладающих различными волновыми сопротивлениями (на рис. 11.6 эти трансформаторы обозначены цифрами *1*, ..., *4*). При тщательном подборе волновых сопротивлений ступенчатых трансформаторов можно получить КБВ в главном фидере не ниже 0,6...0,65 в двукратном диапазоне волн.

В качестве вибраторов применяют: проволочные вибраторы с пониженным волновым сопротивлением (W = 280...470 Ом), состоящие из трех проводов и имеющие треугольное поперечное сечение; жесткие шунтовые вибраторы (см. рис. 6.3, *а*) и самодополнительные проволочные плоские вибраторы (рис. 11.7). В решетках, выполненных по принципу самодополнительности, можно уменьшить число этажей, что объясняется большими вертикальными размерами плоских вибраторов. Кроме того, увеличивается допустимая подводимая мощность.

В антеннах СГД наиболее часто применяют вибраторы с длиной плеча $(0{,}35...0{,}45)\lambda_0$, где $\lambda_0 = \sqrt{\lambda_{max}\lambda_{min}}$; λ_{max} и λ_{min} – соответственно самые длинная и короткая волны рабочего диапазона.

Для создания однонаправленного излучения антенна снабжается рефлектором, располагаемым на некотором расстоянии $d_р$ от полотна антенны. Могут применяться рефлекторы трех типов: пассивные настраиваемые, апериодические и активные (питаемые).

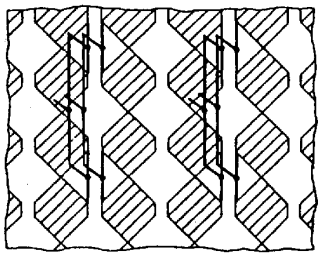


Рис. 11.7

Настраиваемый рефлектор выполняется в виде полотна из вибраторов (аналогично полотну антенны) и возбуждается благодаря пространственной электромагнитной связи между полотнами. К точкам a_1, a_2 рефлектора присоединяется отрезок линии, длина которого регулируется короткозамыкателем

и который служит для настройки рефлектора. Рефлектор устанавливается на расстоянии $d_р = (0{,}25...0{,}27)\lambda_0$. Использование настраиваемого рефлектора целесообразно в тех случаях, когда имеется необходимость в изменениях направления излучения (приема) на обратное.

Апериодический рефлектор представляет собой плоский экран, выполненный из горизонтальных проводов, параллельных осям вибраторов. Он устанавливается сзади антенны на расстоянии $d_р = (0{,}27...0{,}3)\lambda_0$. 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 $(0{,}035...0{,}07)\lambda_0$.

Основным достоинством антенны с апериодическим рефлектором является ненужность настройки, а недостатками – сложное конструктивное выполнение и почти полное отсутствие электрической прозрачности (т.е. возможности прохождения электромагнитных волн, излучаемых другими антеннами).

Активно питаемый рефлектор, так же как и настроенный, представляет собой полотно, идентичное полотну антенны, возбуждаемое за счет части мощности, подведенной к рефлектору от генератора. Антенна СГД с активным диапазонным рефлектором не требует перестройки при смене рабочих волн. Такой рефлектор целесообразно применять в тех случаях, когда антенна используется при частой смене рабочих волн.

Диаграмма направленности в горизонтальной плоскости ($\Delta = 0$) описывается выражением

$$F(\varphi) = F_0(\varphi)F_c(\varphi)F_р(\varphi).$$

Здесь φ – азимутальный угол, отсчитываемый от плоскости антенны; $F_0(\varphi)$ – ДН одного симметричного вибратора в горизонтальной плоскости [см. (2.9) с заменой угла θ на φ]; $F_c(\varphi)$ – множитель системы, определяемый числом вибраторов в ряду [см. (3.7) с заменой θ на φ]; $F_р(\varphi)$ – множитель рефлектора.

В случае апериодического рефлектора этот множитель для переднего полупространства может быть определен с помощью метода зер-

кальных изображений, что приводит к формуле (3.5) при $N = 2$, $\psi = \pi$, $d = 2d_0$ с заменой θ на $(\pi/2 - \varphi)$.

Направленные свойства антенны СГД в вертикальной плоскости зависят от числа этажей и высоты подвеса геометрического центра $H_{ср}$ антенны над землей. Характеристика направленности в этом случае $F(\Delta) = F_c F_p F_з$. Здесь Δ – угол в вертикальной плоскости между направлениями на точку наблюдения и нормалью к плоскости антенны; F_c определяется по (3.7), в которой в качестве N и d подставляются число этажей и расстояние между этажами, а угол θ заменяется на $(\pi/2 - \Delta)$; F_p для апериодического рефлектора определяется по формуле (3.5) с заменой θ на Δ; $F_з$ – множитель, учитывающий влияние земли, обычно определяют по приближенной формуле $F_з = \sin(kH_{ср}\sin\Delta)$, которая следует из (11.4) при $R = -1$.

Чем больше число этажей m, тем у́же главный лепесток и меньше угол Δ_{max}. Увеличение высоты подвеса антенны сопровождается сужением и прижатием к земле главного лепестка, а также увеличением УБЛ в вертикальной плоскости. Высота подвеса нижнего этажа обычно выбирается равной $\lambda_0 ... 1{,}75\lambda_0$. При увеличении рабочей длины волны ДН антенны в вертикальной и горизонтальной плоскостях расширяются. Антенны СГД подвешиваются на деревянных, асбоцементных или металлических мачтах высотой до 100 м и более.

Для управления ДН в вертикальной плоскости полотно антенны обычно разбивают на две группы с равным числом вибраторов в каждой группе и изменяют соотношение фаз токов, протекающих в вибраторах различных групп.

11.4. Ромбические антенны

В диапазоне декаметровых волн в основном в качестве передающих антенн для радиосвязи широкое распространение получили ромбические горизонтальные (РГ) антенны. Такая антенна представляет собой двухпроводную линию, выполненную в виде ромба, к одному из острых углов которого подводится ЭДС высокой частоты, к другому присоединяется нагрузочное сопротивление, равное волновому сопротивлению ромбовидной линии, вследствие чего в проводах антенны устанавливается режим бегущей волны. Антенна подвешивается горизонтально на четырех опорах высотой $(1{,}0 ... 1{,}25)\lambda_0$.

Схематично внешний вид антенны РГ представлен на рис. 11.8, где *1* – питающая линия, *2* – опоры, *3* – изоляторы, *4* – нагрузочное сопротивление в виде поглощающей линии. Такая антенна является диапазонной как по направленным свойствам, так и по входному сопротивлению. Она может работать на любой фиксированной частоте примерно в диапазоне 2,5:1, сохраняя при этом удовлетворительные направленные свойства и почти неизменный высокий КБВ в питающей линии.

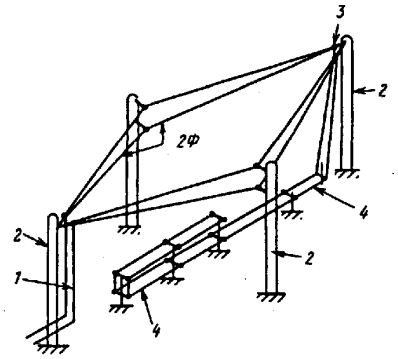


Рис. 11.8

Так как расстояние между проводами, из которых выполнена антенна, непостоянно, то в действительности волновое сопротивление увеличивается от 600…700 Ом у острого угла ромба и примерно до 1000 Ом у его тупого угла, что вызывает местные отражения и нарушает режим бегущей волны. Чтобы сделать изменение волнового сопротивления менее существенным, каждую сторону ромба выполняют из двух расходящихся к тупому углу проводов. Расстояние между этими проводами увеличивается от нуля у острого угла до 2…2,5 м у тупого угла, при этом волновое сопротивление выравнивается по длине антенны. При питании такого ромба посредством фидерной линии с $W = 700$ Ом КБВ в ней получается весьма высоким во всем рабочем диапазоне.

Электромагнитное поле, излучаемое такой антенной, можно найти, просуммировав поля, создаваемые отдельными прямолинейными проводами с бегущей волной тока, составляющими ромб. Излучение одного такого провода изучалось в § 3.7. Как там показано, ДН провода длиной L имеет воронкообразную форму с направлением максимального излучения, отклоненным от оси провода на угол $\theta_{max} = \arccos(1 - \lambda/2L)$. Если угол при запитываемой вершине ромба выбрать равным $2\theta_{max}$, то суммарное поле будет иметь максимальный уровень в направлении соответствующей диагонали, так как, во-первых,

поля каждого из проводов имеют в этом направлении максимальные уровни и, во-вторых, как легко показать, складываются синфазно.

Ромбическая антенна в общем случае излучает поля двух поляризаций – горизонтальной (нормальной) и параллельной. Однако в главных плоскостях, т.е. в вертикальной плоскости, проходящей через продольную ось ромба, и в горизонтальной плоскости ($\Delta = 0$) имеется только горизонтально поляризованная составляющая.

Подробный анализ направленных свойств ромбической антенны имеется в [32]. В вертикальной плоскости (пренебрегая затуханием тока в проводах и считая землю идеально проводящей) ДН можно определить по формуле

$$f(\Delta) = \frac{\cos\Phi}{(1-\sin\Phi\cos\Delta)}\sin^2\left[\frac{kl}{2}(1-\sin\Phi\cos\Delta)\right]\sin(kH\sin\Delta), \quad (11.5)$$

где H – высота подвеса ромба.

Оптимальные размеры ромба l, Φ и 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 радиосвязи. При заданном угле Δ_{max} оптимальные значения l, Φ, H находят из условия максимума первого (Φ), второго (l) и третьего (H) множителей в (11.5):

$$\Phi = 90^\circ - \Delta_{max};\ l = \lambda_0/(2\sin^2\Delta_{max});\ H = \lambda_0/(4\sin\Delta_{max}).$$

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 $\Delta_{max} = 15°$. В этом случае берут $l = 4\lambda_0$; $\Phi = 65°$; $H = \lambda_0$. При большей длине магистрали оптимальные размеры ромба возрастают (обычно $\Phi = 70...75°$, $l = 6\lambda_0$, $H = 1{,}25\lambda_0$).

Входное сопротивление ромба в диапазоне волн $(0{,}8…2{,}5)\lambda_0$ изменяется в пределах 800…500 Ом. Часть мощности P_0, подводимой к антенне, теряется в нагрузочном сопротивлении (и значительно меньше – в проводах ромба); КПД антенны 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 определяются по формулам, имеющимся в [32].

Основные недостатки ромбической антенны: высокий УБЛ (значительно больший, чем у антенны СГД), что особенно плохо с точки зрения ЭМС антенн, сравнительно низкий КПД и большая площадь поля, занимаемого антенной. Положительные качества ромбической антенны: 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 конструкции и эксплуатации.

Для улучшения электрических параметров антенны Г. З. Айзенбергом была предложена двойная ромбическая горизонтальная (РГД) антенна, 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. 11.9). Обе ромбические антенны питаются параллельно и синфазно.

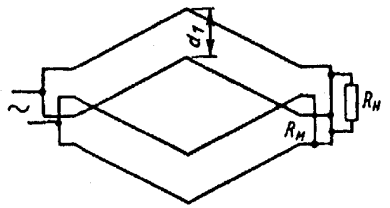


Рис. 11.9

Уровень боковых лепестков ДН антенны РГД в горизонтальной плоскости значительно ниже, чем у антенны РГ таких же размеров. Так как оба ромба, входящие в антенну РГД, включаются параллельно, то волновое и входное сопротивление антенны оказываются в 2 раза меньше, чем у антенны РГ, что приводит к увеличению КПД (до 65…85 %).

Коэффициент усиления увеличивается по сравнению с антенной РГ примерно в 1,5…2 раза вследствие снижения УБЛ и повышения КПД. Антенна РГД питается с помощью двухпроводного фидера 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 теряется 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 (длина 30...40 м) провода с большим затуханием. Поглощающая линия (в виде нескольких петель) подвешивается на общих деревянных столбах под ромбом вдоль его большей диагонали. При малых мощностях передатчиков (1...3 кВт) или использовании антенны в качестве приемной можно применять специальные мастичные сопротивления. Присоединяя фидер к концу ромба, а нагрузочное сопротивление к его входу, можно реверсировать антенну.

11.5. Антенны бегущей волны

Антенна бегущей волны (АБВ) является широкодиапазонной (коэффициент перекрытия может достигать 2,5...3) и применяется только для приема. Антенна состоит из n симметричных вибраторов, находящихся друг от друга на одинаковых расстояниях, присоединенных через развязывающие сопротивления (элементы связи) к собирательной линии (рис. 11.10). К концу собирательной линии присоединяется поглощающее сопротивление $R_Н$, равное ее волновому сопротивлению, к началу линии – приемник. Антенна подвешивается горизонтально над землей на высоте $H = 16...40$ м.

Для уяснения принципа действия антенны рассмотрим ее работу в режиме передачи. С точки зрения режима работы собирательной линии вибраторы с включенными в них элементами связи можно заменить сосредоточенными (шунтирующими) сопротивлениями $Z_ш = Z_{вх} + 2Z_{св}$ (рис. 11.11). Здесь $Z_{вх}$ – входное сопротивление одного симметричного вибратора; $2Z_{св}$ – сопротивление двух последовательно включенных элементов связи.

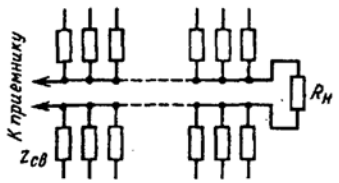


Рис. 11.10

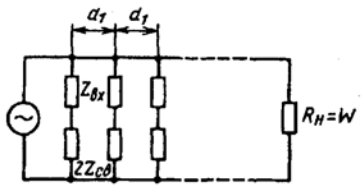


Рис. 11.11

Для обеспечения широкополосности АБВ необходимо, чтобы расстояние d_1 между вибраторами было мало по сравнению с длиной волны. При выполнении этого условия влияние вибраторов на параметры собирательной линии можно учесть, изменив ее распределенные постоянные. Дополнительная проводимость $Y_{1д}$ на единицу длины собирательной линии, создаваемая вибраторами и сопротивлениями связи, определяется по формуле $Y_{1д} = 1/[Z_ш d_1]$.

Изменение распределенной проводимости линии ведет к изменению ее волнового сопротивления и фазовой скорости υ волны в ней. Если $Y_{1д}$ много меньше собственной распределенной проводимости линии, то КБВ в линии сохраняется высоким в достаточно широком диапазоне волн. Малое значение $|Y_{1д}|$ обеспечивается за счет выбора $Z_{св}$. Если $Z_{св}$ имеет емкостной или резистивный характер, то υ уменьшается (режим замедления). При этом максимум излучения направлен в сторону нагрузочного сопротивления. Если $Z_{св}$ имеет индуктивный характер, то $\upsilon > c$ и излучение происходит так, как описано в 3.2.4, т.е. под углом к оси антенны. При этом амплитуда бегущей волны в линии из-за излучения быстро спадает (по экспоненциальному закону). По указанным причинам индуктивные элементы связи не применяются.

Диаграмму направленности антенны в горизонтальной плоскости без учета затухания в собирательной линии можно рассчитать, используя (3.34). Диаграмма направленности в вертикальной плоскости при идеально проводящей земле определяется по формуле

$$f(\Delta) = \frac{\sin\left[\dfrac{nkd_1}{2}\left(\dfrac{c}{\upsilon} - \cos\Delta\right)\right]}{\sin\left[\dfrac{kd_1}{2}\left(\dfrac{c}{\upsilon} - \cos\Delta\right)\right]} \sin(kH\sin\Delta). \qquad (11.6)$$

(Величина υ может быть рассчитана по формулам, приведенным в [32]).

Как и всякая антенна бегущей волны с пониженной фазовой скоростью, рассматриваемая антенна имеет оптимальную длину (см. § 3.7). Уровень боковых лепестков сильно зависит от фазового сдвига $\psi_{кр}$ между токами в крайних вибраторах. Расчеты показывают, что приемлемый диапазон изменения $\psi_{кр}$ получается при числе вибраторов, не превышающем 20...40. Это, в свою очередь, накладывает ограниче-

ния на общую длину антенны. Длина типовой антенны составляет 90 м; УБЛ такой антенны значительно ниже, чем у ромбической.

Длину плеча одного вибратора выбирают примерно равной $0{,}7\lambda_{min}$. При большей длине плеча направленные свойства вибратора на коротковолновом краю рабочего диапазона резко ухудшаются. Уменьшение длины вибратора также нежелательно, поскольку это приводит к увеличению его $Z_{вх}$, уменьшению связи с собирательной линией на длинноволновом краю рабочего диапазона и, как следствие, к снижению КПД.

Высота подвеса антенны H выбирается из условия получения максимальной интенсивности приема при заданном, наиболее вероятном угле прихода лучей Δ. Обычно ограничиваются высотой подвеса примерно 25...35 м.

Коэффициент направленного действия типовой антенны БС, подвешенной на высоте $H = 25$ м, в трехкратном диапазоне волн (λ = = 12...36 м) изменяется примерно от 35 до 200; КУ в том же диапазоне изменяется от 4 до 30; КПД – от 15 до 38 %.

Наибольшее распространение получили АБВ, состоящие из двух полотен, расположенных параллельно на одинаковой высоте (антенна БС-2) с параллельно соединенными входами. Расстояние между полотнами типовых антенн составляет 25 м. Диаграмма направленности двойной антенны в горизонтальной плоскости значительно у́же, чем одиночной. Уровень боковых лепестков антенны 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.

Для приема параллельно-поляризованного поля используется вертикальная несимметричная АБВ с активными элементами связи (БСВН) [32].

Общим недостатком АБВ с элементами связи является весьма низкий КПД: из-за слабой связи вибраторов с собирательной линией излучается сравнительно небольшая часть подводимой мощности, остальная мощность поглощается в нагрузочном сопротивлении. По этой причине рассматриваемые антенны не применяют в качестве передающих.

11.6. Логопериодические антенны (ЛПА)

Направленные свойства КВ антенн, рассмотренных в § 11.2–11.5, существенно меняются с изменением длины волны. Изменяется и ориентация ДН относительно поверхности земли: угол возвышения максимума ДН увеличивается пропорционально λ. Поэтому для перекрытия рабочего диапазона (10...100 м) требуется не менее двух диапазонных антенн, каждая из которых обслуживает свой поддиапазон. При этом применение комплекта антенн не устраняет зависимости направленных свойств антенной системы от λ, что особенно нежелательно в радиовещании, где сектор обслуживания не должен изменяться при смене рабочей волны. Кроме того, следует отметить, что современные автоматизированные передатчики предъявляют повышенные требования к постоянству входного сопротивления антенн в рабочем диапазоне (КБВ в фидере, как правило, не должен быть менее 0,6...0,7). Обе проблемы разрешаются при использовании ЛПА (см. § 7.5).

Одна ЛПА может работать во всем КВ диапазоне (λ = 10...100 м), сохраняя при этом практически постоянные направленные свойства и высокое согласование ($K_{бв}$ = 0,6...0,7) с питающим фидером.

В КВ диапазоне в основном применяются плоские ЛПА с проволочными трапецеидальными, треугольными и линейными вибраторами.

Для постоянства ДН в вертикальной плоскости на любой фиксированной длине волны в пределах заданного диапазона полотно антенны располагается под некоторым углом Δ_a к поверхности Земли (рис. 11.12). При таком расположении относительная высота подвеса активной зоны, которая перемещается вдоль антенны, не изменяется при изменении λ.

В вертикальной плоскости ДН определяется действием антенны и ее зеркального изображения (рис. 11.13). Она является результатом сложения ДН полотен антенны и зеркального изображения с учетом пространственного их разноса, определяемого углом Δ_a и сдвигом фаз токов в них ($\psi = 180°$).

Для сужения ДН в горизонтальной плоскости и увеличения КУ можно соединять две-три ЛПА в синфазную решетку. Чтобы ДН решетки не зависела от частоты, полотна антенны располагаются под углом друг другу с вершинами в общей точке на поверхности земли.

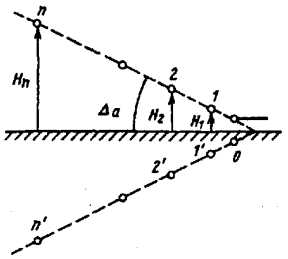


Рис. 11.12

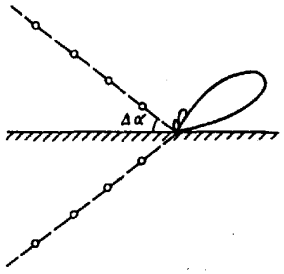


Рис. 11.13

11.7. Вопросы питания коротковолновых антенн

В качестве фидеров передающих КВ антенн наиболее часто используются двух- и четырехпроводные воздушные симметричные линии (рис. 11.14, *а*, *б*), а также четырехпроводные перекрещенные фидеры (рис. 11.14, *в*), состоящие из соединенных перемычками крест-накрест проводов. Эти фидеры

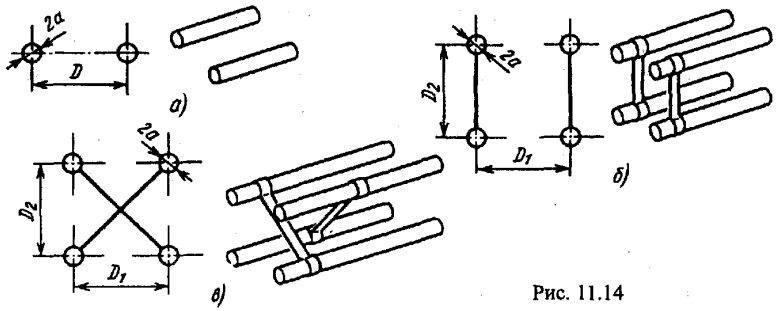


Рис. 11.14

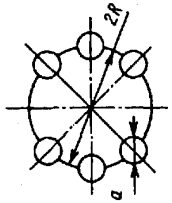


Рис. 11.15

обычно выполняют из биметаллических (стальной провод, покрытый медной оболочкой) проводов диаметром 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 больших уровнях мощности провода фидера выполняются в виде многопроволочных цилиндров (рис. 11.15).

Волновое сопротивление двухпроводного (однопроволочного) фидера при $2a/D << 1$ (что обычно имеет место)

$$W = 276\lg(D/a). \qquad (11.7)$$

Четырехпроводный однопроволочный симметричный неперекрещенный фидер имеет

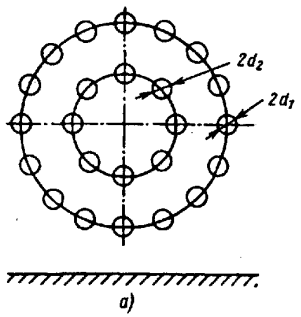
$$W = 138\lg\left[D_1\sqrt{D_1^2 + D_2^2}\,/(aD_2)\right], \qquad (11.8)$$

перекрещенный

$$W = 138\lg\left[D_1D_2\,/\,a\sqrt{D_1^2 + D_2^2}\right]. \qquad (11.9)$$

При расчете волновых сопротивлений многопроволочных фидеров проволочные цилиндры заменяются сплошными с эквивалентным радиусом $R_э = R\sqrt[n]{na/R}$. Здесь n – число проволок в одном проводе (цилиндре) радиусом R.

Для питания передающих антенн используют также несимметричные концентрические (рис. 11.16, *а*) и несимметричные плоские (рис. 11.16, *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.



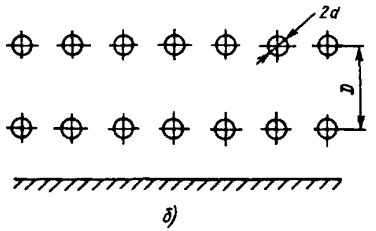


Рис. 11.16

В некоторых случаях для питания КВ антенн используют коаксиальный кабель. В настоящее время выпускают коаксиальный кабель, выдерживающий мощность (при $K_{бв} = 1$) 250 кВт.

Формулы для расчета волновых сопротивлений фидеров различных типов приводятся в [32].

Основными параметрами, которыми оценивается качество передающего фидера, являются пропускная мощность и КПД. Максимальная мощность, пропускаемая фидером, определяется электрической прочностью изоляторов и воздуха, окружающего фидер. Если напряженность поля превосходит некоторое определенное значение, то начинается ионизация воздуха, что может привести к его пробою. Процессы ионизации молекул сопровождаются излучением электромагнитных волн оптического диапазона, вследствие чего происходит свечение ионизированного объема воздуха. Столб ионизированного воздуха поднимается вверх, принимая форму факела («факельное истечение»). Это недопустимо, так как может привести к перегреву и расплавлению проводов, а также к потерям высокочастотной энергии. Напряженность поля, при которой может произойти самопроизвольное образование факела, называется *начальной*. Начальная напряженность поля равна примерно 30 кВ/см. Обычно принимается, что допустимая амплитуда напряженности поля $E_{доп}$ примерно равна 6...7 кВ/см.

Максимальная напряженность поля возникает у поверхности провода. Если ток распределен равномерно по периметру проводника, то $I = 2\pi Ha$ (H – напряженность магнитного поля). Так как вдоль воздушной линии распространяются T-волны, то $E = W_c H$, где $W_c = 120\pi$ Ом, и, следовательно, $E_{max} = 120I\pi/2a\pi$. Поскольку $I = U/W$, где U – напряжение между проводами линии, то $E_{max} = 60U/(aW)$. В многопроводной линии ток, приходящийся на один провод, уменьшается в n раз (n – число пар проводов), и в данном случае

$$E_{max} = 60U/(naW). \qquad (11.10)$$

Амплитуда напряжения в пучности связана с мощностью, передаваемой по линии, соотношением $U = \sqrt{2PW / K_{бв}}$. После подстановки этого выражения в (11.10) получаем

$$E_{max} = 60\sqrt{2P} / na\sqrt{K_{бв}W}. \qquad (11.11)$$

Здесь E_{max} – амплитуда напряженности электрического поля у поверхности проводника в пучности напряжения.

Мощность, которую можно передать по воздушной линии без опасности факельного истечения, определяют из (11.11), причем заменяют E_{max} на $E_{доп}$:

$$P_{доп} = E^2_{доп}(na)^2 K_{бв} W/7200. \qquad (11.12)$$

Если провода фидера выполнены из многопроволочных цилиндров, то

$$P_{доп} = E^2_{доп}(na)^2 K_{бв} W/(7200\xi_1^2\xi_2^2). \qquad (11.13)$$

Коэффициенты ξ_1 и ξ_2, учитывающие неравномерность распределения тока по проводам цилиндра, показывают, во сколько раз ток в проволоке с максимальным значением тока превышает среднее значение I/n. Коэффициент ξ_2 учитывает неравномерность распределения тока по периметру одной проволоки.

Коэффициент ξ_1 зависит в основном от волнового сопротивления и типа фидера. На рис. 11.17 приведены графики зависимости ξ_1^2 от W для двухпроводного (рис. 11.17, *а*) и четырехпроводного (рис. 11.17, *б*) фидеров. Коэффициент ξ_2 можно оценить по формуле $\xi_2 = 1 + (n-1)a/R$, где a – радиус провода; R – радиус цилиндра; n – число проволок в цилиндре.

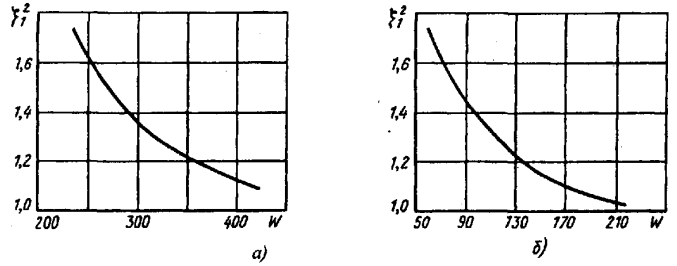


Рис. 11.17

Для увеличения электрической прочности фидера надо стремиться к тому, чтобы коэффициент ξ_1 был близок к единице. Этого можно добиться неравномерным размещением проволок в цилиндре.

Коэффициент полезного действия фидера равен отношению активной мощности, выделяемой в нагрузке на конце фидера ($P_н$), к полной активной мощности, подведенной к началу линии P_0. Если отражение от нагрузки отсутствует, то КПД можно найти по формуле

$$\eta = \exp(-2\alpha_ф L), \qquad (11.14)$$

где L – длина фидера; $\alpha_ф = R_1/2W$ – коэффициент затухания; R_1 – сопротивление фидера на единицу длины.

Для неэкранированной линии коэффициент $\alpha_ф$ определяется потерями в металле проводов $\alpha_м$, земле $\alpha_з$ и окружающих предметах $\alpha_{ок}$:

$$\alpha_ф = \alpha_м + \alpha_з + \alpha_{ок}.$$

Коэффициент $\alpha_м$ для симметричных воздушных фидеров определяют по формуле

$$\alpha_м = 5{,}5 \cdot 10^3 \sqrt{\mu_r / \sigma} / \left(aW\sqrt{\lambda} n\right),$$

где σ – удельная проводимость материала провода, Сим/см; μ_r – относительная магнитная проницаемость материала провода; n – число пар проводов; λ – длина волны, м; a – радиус провода, мм.

Для концентрического фидера $\alpha_м = R_1(n_1 + n_2)\xi/(2Wn_1n_2)$, где n_1 – число проводов во внешнем цилиндре; n_2 – число проводов во внутреннем цилиндре; R_1 – погонное сопротивление одного провода; $\xi = 4n_1n_2(n_1 + n_2)^2$.

Коэффициент $\alpha_з$ 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 [32].

При наличии отражений КПД фидера падает [32]:

$$\eta = \frac{P_н}{P_0 - P_{отр}} = \exp(-2\alpha_ф L)\frac{1-|\rho|^2}{1-|\rho|^2\exp(-4\alpha_ф L)},$$

где $\alpha_ф$ – коэффициент затухания фидера; L – длина фидера; ρ – коэффициент отражения от нагрузки.

Литература: *основная* [*32*], *дополнительная* [*1, 12*].

Контрольные вопросы

1. Чем обусловлены особенности антенн КВ диапазона?
2. Объясните, в каких случаях следует использовать антенны вертикальной (параллельной) поляризации, а в каких – горизонтальной (нормальной)?
3. Поясните, что понимается под пространственной и земной волнами.
4. Дайте подробный вывод выражений для ДН отраженного от Земли поля. Укажите пределы применимости этих выражений.
5. Сформулируйте обобщенный метод зеркальных изображений.
6. В чем состоит простейший (и наиболее часто используемый) способ управления положением главного максимума ДН в вертикальной плоскости для антенны с горизонтальной поляризацией?
7. Объясните, почему вибраторы с пониженным волновым сопротивлением обладают улучшенными диапазонными свойствами?
8. Изобразите конструкцию шунтового вибратора и объясните причину расширения его рабочего диапазона.
9. Объясните, с какой целью и в каких случаях следует производить металлизацию поверхности Земли под антенной? Как осуществляется металлизация?
10. Для каких антенн металлизация Земли не дает ощутимых эффектов? Почему?
11. Изобразите несколько возможных вариантов конструктивного выполнения простых антенн вертикальной поляризации.
12. Что такое антенна зенитного излучения? В каких случаях такие антенны применяются?
13. Перечислите основные факторы, обеспечивающие широкополосность антенн типа СГД.
14. Сравните преимущества и недостатки апериодических и настраиваемых рефлекторов.
15. Опишите принцип действия и конструктивное выполнение ромбической антенны.
16. Укажите причины улучшения электрических характеристик для антенн типа двойной ромб.
17. Объясните принцип действия антенн типа АБВ.
18. Объясните, почему в АБВ не используются индуктивные элементы связи?
19. Объясните, почему полотно логопериодической антенны располагают под углом к Земле?
20. Опишите варианты линий передачи, используемых в качестве фидеров передающих КВ антенн.
21. Перечислите факторы, позволяющие увеличивать пропускаемую фидером мощность.

Глава 12. АНТЕННЫ СРЕДНИХ, ДЛИННЫХ И СВЕРХДЛИННЫХ ВОЛН

12.1. Особенности антенн

Средние волны ($\lambda = 100...1000$ м) достигают точки приема, распространяясь вдоль поверхности земли (земная, или поверхностная, волна) и отражаясь (в вечернее и ночное время) от слоя *E* ионосферы (пространственная, или ионосферная, волна). По сравнению с КВ диапазоном дальность распространения земной волны возрастает до 500...700 км (над водной поверхностью – до 1000 км). Это объясняется уменьшением поглощения в земле и увеличением дифракции с ростом длины волны.

Пространственные волны в ночные часы могут распространяться на расстояние 2000...3000 км.

Устойчивая связь на СВ возможна только при приеме земной волны в отсутствие интерференции между земной и пространственной волной, что при специальных конструкциях передающих антенн имеет место на расстояниях 50...200 км от передатчика (зона уверенного приема). Далее располагается так называемая *зона ближних замираний* (федингa), где поля земной и пространственной волн соизмеримы. Вследствие изменчивого характера фазы поля пространственной волны прием в этой зоне неустойчив. При дальнейшем увеличении расстояния начинает преобладать поле пространственной волны (в ночное время). Прием здесь также неустойчив (дальние замирания, связанные с интерференцией волн, отраженных от ионосферы 1...2 раза; нестабильность поляризации приходящей волны).

Использование для радиосвязи земной волны предопределяет применение в СВ диапазоне антенн с вертикальной (параллельной) поляризацией, поскольку для этого диапазона (и тем более для длинноволнового и сверхдлинноволнового диапазонов) замена реальной земли идеально проводящей еще более оправдана, чем в случае КВ диапазона (см. § 11.1)

Для расширения зоны уверенного приема следует использовать антенны, мало излучающие под углами $\Delta > 40...50°$ и, следовательно, не возбуждающие ионосферные волны, распространяющиеся под этими углами. Такие антенны носят специальное название *антифединговых*.

Средние волны используются главным образом для радиовещания ($\lambda > 187$ м), морской связи и радионавигации.

Механизмы распространения длинных и сверхдлинных (СДВ) волн в основном такие же, как и СВ, однако эти волны гораздо более устойчивы к ионосферным возмущениям. Радиосвязь в диапазонах ДВ и СДВ практически не сопровождается замираниями. Кроме того, ослабление указанных волн с расстоянием значительно меньше. Они как бы распространяются в сферическом волноводе, образованном поверхностями Земли и ионосферы (днем слоем *D*, ночью слоем *E*), и могут достигать антиподной точки.

Структура электромагнитного поля диапазонов СВ и СДВ на небольших расстояниях от передатчика (порядка нескольких сотен километров) оказывается весьма сложной, так как одновременно существуют земная (поверхностная) и несколько типов волноводных волн. С удалением от передатчика структура поля упрощается, поскольку волноводные волны высших типов и поверхностная волна затухают быстрее.

Основные области применения длинных волн – связь (в основном телеграфная) на большие расстояния и радионавигация. Коротковолновая часть ДВ диапазона ($\lambda \le 2000$ м) используется для радиовещания. Недостатком ДВ диапазона является его малая пропускная способность. Полная ширина всего диапазона частот составляет 270 кГц, что ограничивает число радиоканалов, способных одновременно работать без взаимных помех. Этот недостаток усугубляется для диапазона СДВ. Из-за своей узкополосности СДВ в радиосвязи используются лишь для работы в телеграфном режиме при малой скорости телеграфирования. Основная область применения СДВ – системы устойчивой дальней навигации для вождения кораблей и самолетов. К другим недостаткам ДВ и СДВ диапазонов относятся высокий уровень атмосферных и промышленных помех, невозможность реализовать антенны с высокими КНД и КПД и, как следствие, необходимость весьма мощных передатчиков с вытекающей отсюда проблемой увеличения так называемой вмещаемой антенной мощности.

Из-за особенностей распространения СДВ, ДВ и СВ максимум излучения антенн этих диапазонов должен быть направлен вдоль поверхности Земли. Соответствующими ДН обладают несимметричные вертикальные вибраторы.

Высота вибраторов определяется технико-экономическими соображениями (стоимость опоры растет примерно пропорционально кубу высоты). Обычная высота опор для антенн ДВ и СДВ диапазонов составляет 150...200 м. В случае СВ антенн необходимость борьбы с замираниями вынуждает использовать вибраторы высотой до 350 м и выше.

Благодаря малой относительной высоте СДВ и ДВ антенн их сопротивление излучения мало (десятые доли или единицы ом); оно может быть соизмеримо с сопротивлением потерь, а в ряде случаев быть значительно меньше последнего, вследствие чего КПД антенны без применения специальных мер оказывается весьма низким. Для излучения такими антеннами большой мощности токи в них должны быть большими, что приводит к значительным потерям энергии в земле, элементах настройки и т. д.

Реактивная составляющая входного сопротивления короткой антенны весьма велика (может достигать нескольких тысяч ом), поэтому напряжение в точках питания антенны также велико:

$$U_0 = I_0\sqrt{R_{вх}^2 + X_{вх}^2}.$$

Так как $X_{вх} >> R_{вх}$, то приближенно можно положить, что $U_0 \approx \approx I_0 X_{вх}$.

Во избежание электрического пробоя изоляторов, факельного истечения (явления «короны») и т. д. напряжение на зажимах антенны, а также между различными ее точками и Землей не должно превосходить допустимое значение. Этим ограничивается мощность, которую можно подвести к антенне.

Благодаря большим значениям реактивного сопротивления антенны и тока в ней запасается значительная реактивная мощность. Поскольку добротность антенны очень велика, то она имеет узкую полосу пропускания, которая иногда может оказаться недостаточной даже для медленной передачи телеграфных сигналов.

Из сказанного следует, что основными задачами при разработке СДВ и ДВ антенн являются: увеличение мощности, излучаемой антенной; уменьшение напряжений в антенне; 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 упрощается, так как эти антенны имеют сравнительно большую относительную длину и их сопротивление излучения составляет десятки ом. Однако здесь возникает дополнительная задача, связанная с обеспечением антифединговых свойств антенны, причем желательно, чтобы антифединговая антенна сохраняла свои свойства в широком диапазоне волн.

12.2. Передающие средневолновые антенны

Обычно СВ вещательные антенны выполняют в виде антенн-мачт (рис. 12.1, *а*) или антенн-башен (рис. 12.1, *б*). Основание антенны-башни крепится к земле с помощью изоляторов; оттяжки для крепления этой антенны не требуются. Антенны-мачты поддерживаются в вертикальном положении небольшим числом оттяжек.

Высота антенн-башен обычно составляет 60...200 м, а антенн-мачт 60...350 м. Положительными свойствами этих антенн по сравне-

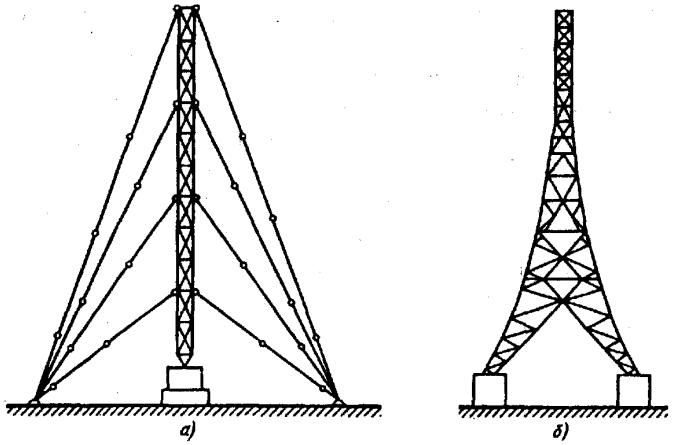


Рис. 12.1

нию с проволочными являются: наличие только одной мачты или башни (в случае проволочных антенн требуются 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.

Питание антенн-мачт (башен) с изолированным основанием осуществляется несимметричными концентрическими фидерными линиями, выполненными из проволочных цилиндров (см. § 11.7, рис. 11.16, *а*). Внутренний цилиндр фидера подсоединяется непосредственно к нижнему концу мачты или башни, внешний – к системе заземления. КПД антенны в значительной степени определяется потерями в поверхностном покрове почвы, который входит непосредственно в цепь тока антенны. Рациональная конструкция системы заземления позволяет снижать эти потери и увеличивать КПД до 0,9. Обычно система заземления выполняется из 80...120 радиально расходящихся проводов, соединенных между собой в центре. Длина каждого провода выбирается равной или несколько превосходящей (на 10...20 %) высоту мачты (башни). При этом система заземления охватывает площадь, на которой концентрируется основная часть поля ближней зоны антенны. Чем больше число проводов и их длина, тем большая часть замыкающихся на землю токов течет по проводам и тем меньше потери энергии в земле. Провода системы заземления укладываются в землю на небольшой глубине (около 0,5 м).

Антенны мачты (башни) обладают антифединговыми свойствами в диапазоне $l/\lambda = 0{,}52...0{,}54$ (l – высота мачты). Со стороны меньших значений l/λ ухудшение антифединговых свойств вызывается расширением ДН, со стороны бóльших значений – ростом бокового лепестка, образующегося в ДН вибратора из-за появления в распределении тока противофазного участка вблизи точек питания при $l/\lambda > 0{,}5$ (см. § 2.1, 2.2, рис. 2.3, 2.5). В ДН антенны с $l/\lambda = 0{,}52...0{,}54$ боковой лепесток еще сравнительно мал и направлен под большим углом к горизонту (около 75°), поэтому излученные в боковом лепестке и затем отраженные от ионосферы волны приходят к земле на небольшом расстоянии от передатчика, где напряженность поля земной волны велика. С ростом l/λ УБЛ возрастает и направление его максимума сдвигается в сторону меньших углов Δ, что ведет к нарастанию замираний.

Антифединговые антенны получили практическое применение в средневолновом вещательном диапазоне ($\lambda = 187...571$ м), так как на более длинных волнах требуются антенны большой высоты (500...1000 м). В ряде случаев для увеличения действующей высоты антенны-мачты или антенны-башни снабжают емкостной нагрузкой на верхнем конце. Эта нагрузка представляет собой либо металлический (сплошной или проволочный) диск, либо часть верхнего яруса оттяжек. Добавление емкостной нагрузки на вершине позволяет на 20...25 % уменьшить высоту антенны без ухудшения антифединговых свойств.

Входное сопротивление ненагруженной антенны может быть рассчитано приближенно по одной из методик, изложенных в § 2.3. Расчет для нагруженной антенны может быть проведен по формулам, приведенным в [13]. Точность определения реактивной части входного сопротивления в обоих случаях низка, но это не имеет существенного значения, поскольку в цепи питания реальной антенны предусмотрена согласующая *LC*-цепь, с помощью которой осуществляется настройка антенны.

Недостатком антенн-мачт (башен) является то, что изолятор не только отделяет антенну от земли, но и является опорой мачты (башни). Вследствие этого изолятор должен обладать не только высокой электрической, но и механической прочностью, так как масса опирающейся на изолятор мачты составляет 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, понижает надежность ее работы, усложняет грозозащиту. Поэтому значительный интерес представляют не требующие опорных изоляторов антенны-мачты с заземленным основанием, которые устанавливают на металлических подпятниках, укрепленных на прочном железобетонном основании.

Существуют два типа антенн-мачт с заземленным основанием: с шунтовым питанием и с верхним питанием. В случае антенны с шунтовым питанием (схема антенны и распределение тока на ней изображены соответственно на рис. 12.2, *а*, *б*) напряжение высокой частоты подводится к некоторой точке *а* мачты с помощью наклонного прово-

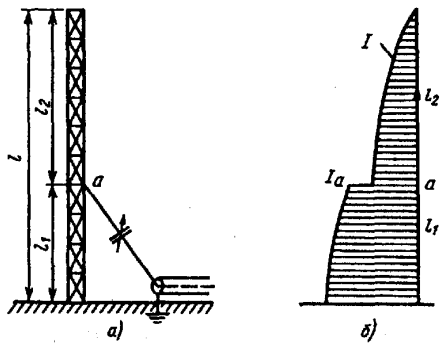


Рис. 12.2

да, являющегося продолжением внутреннего провода коаксиальной линии. При этом нижняя l_1 (шунт) и верхняя l_2 части мачты включены относительно фидера параллельно. Распределение тока вдоль мачты оказывается неравномерным (уменьшается действующая высота), что является недостатком такой антенны.

Если длина (высота) мачты $l_1 + l_2 = l$ составляет $\lambda/4$, то реактивные сопротивления отрезков l_1 и l_2 компенсируют друг друга. Входное сопротивление антенны в этом случае чисто активно и может быть определено по формуле

$$R_{вх} = \frac{W_a^2}{R_{\Sigma п}} \sin^2 k l_1,$$

где $R_{\Sigma п}$ – полное сопротивление излучения антенны, отнесенное к току в пучности.

Подбором точки присоединения питания (a) можно сопротивление $R_{вх}$ сделать равным W фидера и согласовать таким образом антенну с фидером без дополнительных согласующих устройств. Если $R_{вх}$ имеет комплексный характер, то его реактивная составляющая компенсируется переменным реактивным сопротивлением, включаемым в наклонный провод. Так как наклонный провод, нижняя часть мачты и земля образуют как бы рамочную антенну, излучение которой накладывается на излучение антенны-мачты, то ДН последней несколько искажается.

Широкое применение получили антенны-мачты шунтового питания с пониженным волновым сопротивлением. Электрическая схема такой антенны показана на рис. 12.3.

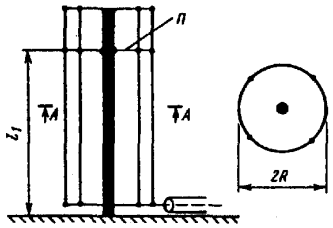


Рис. 12.3

Заземленная мачта окружается системой излучающих проводов, расположенных по образующей внешнего цилиндра радиуса R. У основания 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 П, которая соединяет его с системой излучающих проводов. Увеличение поперечного сечения мачты с помощью проволочного цилиндра снижает волновое сопротивление антенны, что позволяет вмещать в нее большую мощность и улучшать ее диапазонные свойства. Конструктивно для понижения волнового сопротивления используется часть тросов верхнего яруса оттяжек вместе с дополнительными проводами [13]. Наличие наклонных проводов оттяжек приводит к увеличению излучения под высокими углами. Поэтому шунтовые антенны-мачты с пониженным волновым сопротивлением не используются в качестве антифединговых антенн. Высота шунтовых антенн-мачт обычно выбирается в пределах $0{,}15 \le l/\lambda \le 0{,}5$.

Антенна-мачта верхнего питания представляет собой заземленную мачту, внутри которой снизу вверх проходит несимметричный концентрический фидер. Экран фидера имеет электрический контакт с телом мачты, а внутренний провод, выходя за пределы внешнего цилиндра и самой мачты на некоторую (незначительную) высоту, подсоединяется к так называемому зонтику. В качестве последнего используются верхние части оттяжек, крепящиеся к верхнему концу мачты через изоляторы. Схематично такая антенна показана на рис. 12.4. Длина лучей зонтика равна примерно половине высоты мачты. Лучи зонтика составляют с мачтой угол 45°. Входное сопротивление антенны с верхним питанием приближенно можно рассматривать как последовательное соединение емкостного сопротивления зонтика и сопротивления вертикального излучателя (мачты).

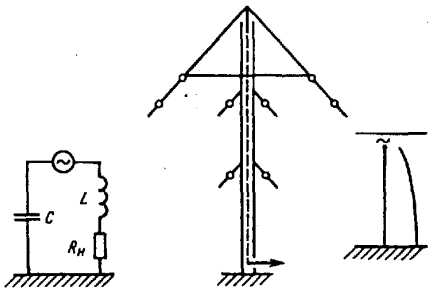


Рис. 12.4

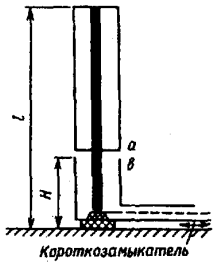


Рис. 12.5

Преимущества антенны с верхним питанием по сравнению с антеннами нижнего питания особенно проявляются при малой высоте антенн ($l < \lambda/4$), так как в этом случае антенна-мачта верхнего питания имеет более равномерное распределение тока и, следовательно, большие действующую длину и сопротивление излучения, чем антенна-мачта нижнего питания.

С целью расширения рабочего диапазона антенн-мачт, улучшения их антифединговых свойств и повышения коэффициента усиления были разработаны антенны с регулируемым распределением тока (АРРТ). Принципиальная схема одного из вариантов АРРТ приведена на рис. 12.5. Как видно, АРРТ представляет собой антенну-мачту высотой около 260 м, изолированную у основания. Нижняя часть мачты H, составляющая примерно 1/3 ее высоты l, окружена цилиндрическим экраном диаметром около 10 м, состоящим из нескольких проводов. Нижние концы этих проводов присоединяются к оболочке проволочной коаксиальной линии, идущей от генератора. Верхняя часть мачты также окружается проволочным цилиндром, изолированным от нижнего, но имеющим электрические контакты в нижней и верхней своих частях с мачтой. Точками включения генератора можно считать точки a, b. Излучение создается токами, текущими по проводам нижнего и верхнего цилиндра. Заметим, что ток, вышедший в точке b на 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 $X_н$. Оно выполняется в виде короткозамкнутого шлейфа, в качестве которого используется внешний экран питающей линии.

Одна антенна с регулируемым распределением тока может обслужить весь радиовещательный диапазон (λ = 200…2000 м). В диапазоне 600…2000 м длина короткозамкнутого шлейфа устанавливается равной нулю. В этом режиме антенна имеет повышенное сопротивление излучения. Антифединговые свойства сохраняются в диапазоне 240…570 м.

Разработаны и другие варианты АРРТ, в том числе антенна высотой 320 м с двумя точками питания, имеющая более узкую ДН в вертикальной плоскости и малый уровень бокового излучения. Различные варианты конструкций АРРТ и методики расчетов приводятся в [13].

Для обеспечения вещанием территории, имеющей форму сектора, разработана антенная система, состоящая из четырех антенн-мачт, расположенных по вершинам квадрата. Две из них питаются от передатчика, две другие играют роль пассивного рефлектора. Комбинируя с помощью соответствующей системы коммутации различным образом вибраторы, работающие в качестве антенн и рефлекторов, можно получить четыре обслуживаемых сектора. Обычно используют АРРТ, расположенные в вершинах квадрата со стороной 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 играют роль пассивного настроенного рефлектора. Расстояние между рядами составляет 75 м. Антенна имеет управляемую ДН в секторе ±30°. Коэффициент усиления антенной системы в диапазоне 185…575 м изменяется от 28 до 5. В качестве излучателей выбраны антенны-мачты шунтового питания с пониженным волновым сопротивлением ($W_а$ = 150 Ом).

Развитие техники прочных полимерных пленок создало условия для разработки новых конструкций антенн. Г. З. Айзенбергом и В. Н. Урядко разработана пневматическая антенна-мачта из прочных полимерных материалов. Она представляет собой усеченный конус вы-

сотой 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, облегающих цилиндр. Преимущество таких антенн состоит в быстроте установки, возможности регулирования высоты и др.

12.3. Передающие антенны ДВ и СДВ диапазонов

Основными типами антенн, используемых в ДВ диапазоне, являются так называемые Т-образные, Г-образные и зонтичные излучатели с вертикальными и горизонтальными частями, состоящими из нескольких параллельных или слабо расходящихся проводов (рис. 12.6), и развитой системой заземления, подобной рассмотренной в § 12.2, но с тем отличием, что длина проводов заземления 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 передатчиках большой мощности иногда применяют сложные (секционированные) 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 %.

Горизонтальное полотно антенны имеет длину до 250 м и более и служит лишь для того, чтобы сделать распределение тока на вертикальной части более равномерным и тем самым увеличить действующую высоту антенны и ее сопротивление излучения. Токи, распределенные на горизонтальной части, практически не излучают, так как их действие компенсируется противофазным зеркальным изображением. Излучение вертикальной части антенны, называемой *снижением*, за счет влияния Земли, напротив, усиливается. Диаграммы направленности в горизонтальной плоскости оказываются практически равномерными, а в вертикальной – такими же, как у вертикального диполя Герца.

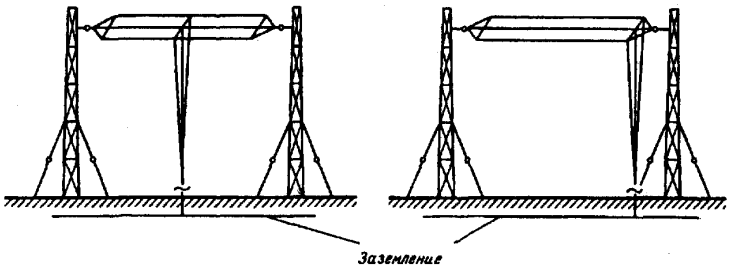


Рис. 12.6

Распределение тока по вертикальной l и горизонтальной b частям антенны показано на рис. 12.7.

Для определения действующей высоты $l_д$ нагруженного (т.е. имеющего горизонтальную часть) вертикального вибратора заменим его эквивалентным вибратором длиной $l_э = l + b_э$ (рис. 12.8) так, чтобы распределение тока на участках l обоих вибраторов было одинаковым. Для этого входные сопротивления в точке A действительного вибратора (см. рис. 12.7) ($X_A = -W_г \operatorname{ctg}(kb)$) и в точке B эквивалентного вибратора ($X_B = -W_в \operatorname{ctg}(kb_э)$) должны быть равны, т.е. $W_г \operatorname{ctg}(kb) = W_в \operatorname{ctg}(kb_э)$, где $W_г$ и $W_в$ – соответственно волновое сопротивление горизонтального и вертикального проводов; $b_э$ – эквивалентное удлинение, определяемое из выражения $\operatorname{ctg}(kb_э) = (W_г/W_в)\operatorname{ctg}(kb)$. В случае T-образной антенны $X_A = -[W_г \operatorname{ctg}(kb)]/2$.

Ток в эквивалентной антенне распределен по закону

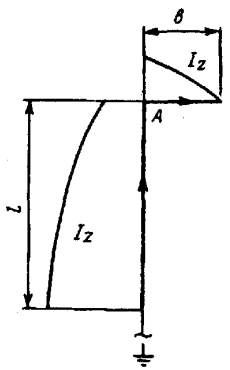


Рис. 12.7

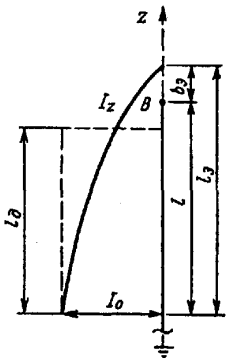


Рис. 12.8

$$I(z) = I_0/\sin k(l_э - z), \qquad (12.1)$$

где $l_э = l + b_э$; z – координата, отсчитываемая вдоль вибратора, начиная с точки входа.

Величина $l_д$ определяется из равенства

$$I_0 l_д = (I_0 / \sin kl_э) \int_0^l \sin k(l_э - z)dz.$$

Интегрируя данное выражение, получаем

$$l_д = (\cos kb_э - \cos kl_э)/k\sin kl_э. \qquad (12.2)$$

Если $l/\lambda < 0{,}1$, то сопротивление излучения

$$R_\Sigma \approx 1600(l_д/\lambda)^2. \qquad (12.3)$$

Если $l \geq 0{,}2\lambda$, то R_Σ определяют методом вектора Пойнтинга. При этом полагают, что ток по вибратору распределен по закону (12.1) и излучает только вертикальная часть вибратора.

Если длина ненагруженного вибратора примерно равна $l_э$ нагруженного вибратора, то ДН и сопротивления излучения этих вибраторов примерно одинаковы. Таким образом, добавление горизонтального провода позволяет уменьшать длину вибратора, не ухудшая его направленных свойств и не изменяя величины R_Σ.

Реактивную составляющую входного сопротивления нагруженного вибратора можно рассчитать по формуле $X_{вх} = W_в \operatorname{ctg} kl_э$. Если $l_э < \lambda/4$, то $k(l + b_э) < \pi/2$ и сопротивление $X_{вх}$ емкостное. Если $l + b_э > \lambda/4$, то $k(l + b_э) > \pi/2$ и сопротивление $X_{вх}$ индуктивное.

Длину волны λ_0, при которой $X_{вх} = 0$, называют *собственной*. Она определяется из условия $2\pi l_э/\lambda_0 = \pi/2$. При $b_э = 0$ имеем $\lambda_0 = 4l$.

Обычно стремятся к тому, чтобы $X_{вх} = 0$. При этом ток и напряжение на входе вибратора оказываются в фазе и заданная мощность 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 резонанс вблизи точек питания последовательно с генератором включают реактивные элементы настройки. Если антенна работает на волне $\lambda_р > \lambda_0$ ($\lambda_р$ – рабочая длина волны), то для настройки в резонанс включают индуктивность (режим удлинения). Если $\lambda_р < \lambda_0$, то для настройки антенны в резонанс включают емкость (режим укорочения).

Полотно антенны обычно содержит 2…16 проводов, отстоящих на 1…3 м друг от друга. Большое число проводов приводит к снижению волнового сопротивления антенны и тем самым потенциала, что позволяет увеличивать излучаемую антенной мощность. В рассматриваемых диапазонах снижение волнового сопротивления практически не приводит к улучшению диапазонных свойств антенны, как это имеет место в более коротковолновых диапазонах. Узость полосы пропускания связана в основном с малостью сопротивления излучения. Данный недостаток усугубляется в СДВ диапазоне. Для увеличения сопротивления излучения в СДВ диапазоне используются более сложные антенны, являющиеся комбинациями нескольких Г- или Т-образных антенн, прилегающих друг к другу и имеющих синфазно возбужденные вертикальные части.

Схемы одной из таких антенн (антенны Александерсена, или антенны со многими снижениями) показана на рис. 12.9. Питание подводится к нижней точке среднего снижения. Другие снижения являются пассивными, они снабжены реактивными настроечными сопротивлениями, с помощью которых добиваются синфазности токов во всех снижениях. Расстояния между вертикальными частями антенны малы (сотни метров) по сравнению с длиной волны. По этой причине взаимные сопротивления вертикальных частей близки к собственным и токи во всех снижениях оказываются равными по амплитуде, а излучаемая мощность в n^2 раз больше (n – число снижений), чем мощность, излучаемая аналогичной антенной с одним снижением при той же амплитуде тока. Таким образом, сопротивление излучения для антенны с n снижениями возрастает в n^2 раз. Очевидно, сопротивление потерь возрастает примерно в n раз, так что КПД сложной антенны увеличивается. В целях увеличения КПД антенн СДВ диапазона для их размещения выбирают территорию с высокой проводимостью почвы, устраивают разветвлен-

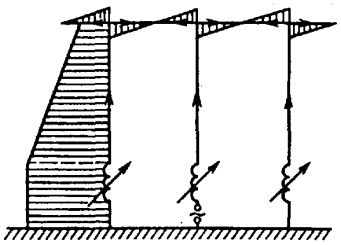


Рис. 12.9

ную систему заземления и предпринимают ряд других мер, направленных на снижение потерь. При этом достижим КПД около 0,9.

12.4. Питание передающих антенн СВ, ДВ и СДВ диапазонов

Питание проволочных антенн передатчиков небольшой мощности может осуществляться путем передачи электромагнитной энергии из выходного контура генератора с помощью специальных элементов связи в снижение антенны, которое вводится непосредственно в здание радиостанции. Средневолновые антенны (антенны-мачты и антенны-башни), 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 внутренней и наружной систем проводов (см. § 11.7 рис. 11.16, *а*).

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. Мощность, которую можно передать по фидеру, определяется по формулам (11.12) или (11.13).

Для передачи от генератора в антенну максимальной мощности фидер должен быть нагружен на сопротивление $R_н$, 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 выходного сопротивления $X_{вх}$;

2) трансформация сопротивления антенны $R_{вх}$ в величину, равную W.

Согласование осуществляется либо с помощью специальных элементов связи в виде сосредоточенных реактивных сопротивлений – катушек индуктивности и конденсаторов, располагаемых в специальных помещениях (антенные павильоны), либо с помощью отрезков длинных линий (короткозамкнутые шлейфы).

Допустимая мощность в антенне определяется нормальной к проводнику составляющей напряженности электрического поля $E_п$, 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 $E_п$ у проводов должно быть меньше критического (см. § 11.7) и составляет не менее 6...7 кВ/см. Допустимое значение $E_п$ на изоляторах считается равным 1 кВ/см.

Формулы для расчета входного сопротивления рассмотренных антенн, согласующих цепей, полосы пропускания и вмещаемой мощности можно найти в [13].

12.5. Приемные антенны СВ, ДВ и СДВ диапазонов

Приемные СВ, ДВ и СДВ антенны значительно отличаются от передающих как по конструктивному выполнению, так и по типам. Для приемных антенн отсутствуют проблемы, связанные с подведением больших мощностей к антенне и возникновением в ней значительных потенциалов.

В рассматриваемых диапазонах волн сильны атмосферные и промышленные помехи, а также помехи от других радиостанций и слабы помехи, связанные с тепловыми шумами приемника и фидера, поэтому с целью увеличения отношения сигнал-шум было бы желательно применять антенны, обладающие более или менее значительным КНД, тогда как КПД антенно-фидерной системы и согласованность антенны с нагрузкой (см. § 5.3) не играют существенной роли из-за имеющейся возможности повысить коэффициент усиления приемника. Однако использование высоконаправленных антенн из-за их больших размеров возможно только при профессиональном приеме, да и то далеко не всегда.

Основными видами приемных антенн являются рамочные, а также Г- и Т-образные антенны, отличающиеся от передающих только меньшими размерами и конструктивным выполнением. В качестве направленной антенны для приема радиовещания на радиотрансляционных узлах применяется однопроводная антенна бегущей волны (ОБ).

Приемные Г- и Т-образные антенны имеют вертикальную (высотой 10...15 м) и горизонтальную (20...30 м) части, выполненные из одиночного провода. Заземление реализуется либо в виде листа оцинкованного железа, закопанного в землю на глубину 1...2 м и соединенного с соответствующей клеммой приемника, либо в виде оцинкованной стальной трубы.

Рамочные антенны из-за малости электрических размеров по своим свойствам подобны элементарным рамкам [18]. Диаграмма направленности такой рамки должна иметь нули в направлении нормали

к плоскости рамки, что позволяет осуществлять отстройку от мешающих станций. Однако если рамка соединяется с приемником несимметричной линией, то нулевые направления в ДН могут исчезнуть из-за так называемого *антенного эффекта*. Чтобы устранить антенный эффект, наиболее часто рамка и симметрирующее устройство объединяются в единую конструкцию, изображенную на рис. 12.10. Антенный эффект может возникнуть и в этом случае, если соответствующим образом не симметрирован вход приемника.

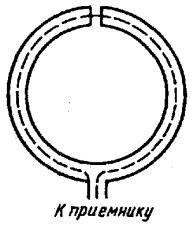


Рис. 12.10

Действующая длина (действующая высота) $l_д$ рамки, имеющей площадь S, определяется по формуле [18] $l_д = 2\pi S/\lambda$. Вблизи земли (если плоскость рамки вертикальна) $l_д$ удваивается из-за влияния зеркального изображения.

В рассматриваемых диапазонах действующая длина рамок обычно весьма мала, поэтому сопротивление излучения также мало, значительно меньше сопротивления потерь, так что КПД антенны очень низок. По этой причине рамочные антенны редко используются в качестве передающих.

Реактивная составляющая входного сопротивления рамки имеет индуктивный характер, и для ее компенсации можно параллельно входу подсоединить настроечный конденсатор. Настройка рамки эквивалентна увеличению действующей высоты в Q раз, где Q – добротность контура, образованного рамкой и настроечным конденсатором. Действующую высоту можно также увеличить, увеличив до n число витков рамки. При этом $l_д$ возрастает в n раз.

Еще один способ увеличения действующей высоты состоит в использовании рамок с магнитодиэлектрическими сердечниками. В этом случае $l_д = (2\pi/\lambda)nS\mu_{эф}$, где эффективная магнитная проницаемость $\mu_{эф}$ зависит от относительной магнитной проницаемости μ_r материала сердечника и от его формы.

На рис. 12.11 приведена серия кривых, показывающих зависимость $\mu_{эф}$ от отношения длины l сердечника и его диаметра $2a$ для разных μ_r.

Действующая длина рамочной антенны пропорциональна площади рамки, поэтому для профессионального приема радиовещания

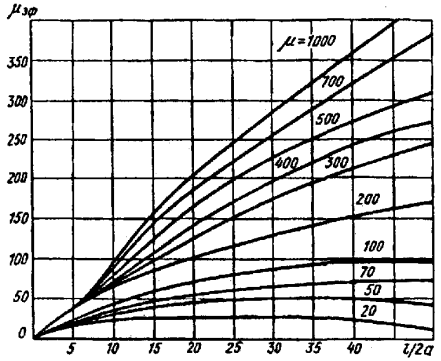


Рис. 12.11

(радиотрансляционные узлы) или других видов профессионального приема применяют большие неподвижные рамочные антенны, устанавливаемые на антенном поле с помощью мачт. Основным преимуществом рамочных антенн по сравнению с вертикальными несимметричными антеннами является наличие направлений нулевого приема в горизонтальной плоскости, что позволяет отстраиваться от мешающих сигналов. Если при использовании для индивидуального приема малых рамочных антенн ДН управляют просто вращением рамки или всего приемника, то в случае больших рамок для этой цели требуются сложные и дорогие конструкции. Избежать этого можно, применив так называемый гониометр.

Гониометр состоит из двух небольших неподвижных (статорных) взаимно перпендикулярных катушек, внутри которых помещается подвижная (роторная) катушка-искатель. Гониометр располагается в помещении рядом с приемником. Роторная катушка соединяется со входом приемника, а две статорные катушки – с двумя наружными взаимно перпендикулярными рамочными антеннами. Схема гониометрической антенной системы изображена на рис. 12.12.

Нормированные характеристики направленности рамок *1* и *2* определяются выражениями $F_1(\varphi) = \cos\varphi$; $F_2(\varphi) = \sin\varphi$, где φ – угол между направлением на принимаемую станцию и плоскостью рамки *1*.

Под действием наводимых в рамках ЭДС возникают токи в неподвижных катушках, включенных в эти рамки. Ток в катушке I, вклю-

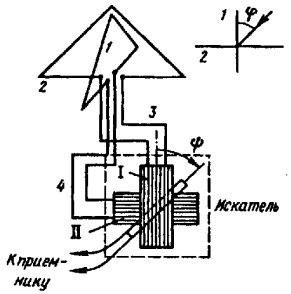


Рис. 12.12

ченной в рамку *1*, $I_1 = I_0\cos\varphi$, ток в катушке II $I_2 = I_0\sin\varphi$. Равенство амплитудных значений токов в обеих катушках обеспечивается идентичностью рамок *1*, *2*, катушек I, II и фидеров, соединяющих рамки с соответствующими катушками. Коэффициент взаимной индукции между неподвижной катушкой I и искателем $M_I = M_0\cos\Phi$, где Ф – угол между катушкой I и искателем; M_0 – коэффициент взаимной индукции при совпадении плоскостей неподвижной и подвижной катушек. Коэффициент взаимной индукции между катушкой II и искателем $M_{II} = M_0\sin\Phi$.

Электродвижущие силы, наведенные неподвижными катушками I и II в искателе, можно определить соответственно по формулам $\varepsilon_1 = I_0\omega M_0\cos\varphi\cos\Phi$, $\varepsilon_2 = I_0\omega M_0\sin\varphi\sin\Phi$. Результирующая ЭДС в искателе равна сумме ЭДС, наводимых неподвижными катушками: $\varepsilon_p = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = I_0\omega M_0(\cos\varphi\cos\Phi + \sin\varphi\sin\Phi) = I_0\omega M_0\cos(\varphi - \Phi)$. Таким образом, нормированная характеристика направленности гониометрической антенны

$$F(\varphi) = \cos(\varphi - \Phi). \qquad (12.4)$$

Эта характеристика направленности ничем не отличается от ДН обычной рамочной антенны. Как видно из (12.4), изменяя положение искателя (угол Ф), можно управлять ДН антенны. Максимальное направление приема получается при $\varphi = \Phi$; прием отсутствует при $\varphi - \Phi = \pm 90°$. Таким образом, вращение катушки-искателя дает тот же эффект, что и вращение рамочной антенны.

Если к рамочным антеннам добавить вертикальный несимметричный вибратор, то можно получить однонаправленную ДН типа кардиоиды с управляемым положением максимума: $F(\varphi) = \frac{1}{2}[1 + \cos(\varphi - \Phi)]$. Отметим, что существуют электронные аналоги гониометрических устройств.

Качество приема радиовещания на радиотрансляционных узлах можно улучшить, применив антенны со значительными направленными свойствами. К таким антеннам относится однопроводная антенна типа бегущей волны (ОБ). Эта антенна представляет собой горизонтальный провод (рис. 12.13) длиной L (от полуволны до нескольких длин волны), подвешенный на небольшой высоте над Землей. Один конец провода присоединяется к приемнику, а другой – к резистору с сопротивлением $R_н$, равным волновому сопротивлению провода. Второй конец нагрузочного сопротивления соединяется с выводом заземления. Из-за конечной проводимости почвы вектор Пойнтинга вертикально поляризованной земной волны, излучаемой передающей радиостанцией, не параллелен поверхности Земли, он составляет с ней некоторый угол Δ_ε. Вследствие наклона вектора Пойнтинга появляется горизонтальная составляющая $E_г = E\sin\Delta_\varepsilon$ приходящего поля, наводящая ЭДС в проводе. При приеме пространственной волны $E_г$ определяется углом наклона этой волны. Под действием ЭДС в проводе возникает ток, вторым проводом для которого является земля.

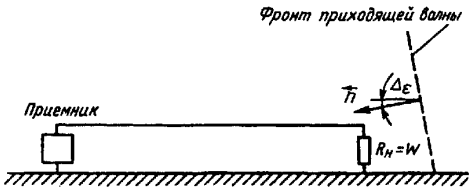


Рис. 12.13

Хотя рассмотренная 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. Поскольку диэлектрическая проницаемость почвы больше диэлектрической проницаемости воздуха, фазовая скорость волны в антенне оказывается меньше скорости света и, следовательно, должна существовать оптимальная длина L_{opt} провода, при которой КНД антенны максимален. Однако из-за экспоненциального затухания тока, вызванного потерями в земле, этот эффект может оказаться нарушенным. Без учета затухания тока в проводе ДН антенны ОБ в горизонтальной плоскости можно приближенно рассчитать по формуле

$$f(\varphi)=\frac{\cos\varphi}{c/\upsilon-\cos\varphi}\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\frac{c}{\upsilon}-\cos\varphi\right)\right].$$

Коэффициент полезного действия и КУ антенны ОБ из-за больших потерь энергии в почве и поглощающем сопротивлении очень малы, поэтому эта антенна, как правило, в качестве передающей не применяется.

Литература: *основная* [*13, 33*], *дополнительная* [*20, 34, 38*].

Контрольные вопросы

1. Перечислите основные особенности антенн средневолнового диапазона.
2. Объясните различие между ближним и дальним федингами.
3. Перечислите основные особенности антенн длинно- и сверхдлинноволнового диапазонов.
4. Приведите примеры антифединговых антенн и объясните принцип их действия.
5. Перечислите основные типы передающих антенн СВ диапазона и изобразите их конструкции.
6. Дайте примеры передающих антенн ДВ диапазона.
7. Объясните основные методы повышения сопротивления излучения антенн СДВ диапазона.
8. Объясните принцип действия антенны Александерсена.
9. Объясните основные особенности приемных антенн СВ, ДВ и СДВ диапазонов.
10. Перечислите и поясните основные методы увеличения действующей высоты рамочных антенн.
11. Объясните, что такое антенный эффект рамочной антенны.
12. Объясните принцип действия экранированной рамки.
13. Изобразите принципиальную схему гониометрической антенной системы и объясните принцип ее функционирования.
14. Объясните, как можно получить однонаправленную ДН типа кардиоды с управляемым положением максимума (нуля)?
15. Объясните принцип действия однопроводной антенны типа бегущей волны.
16. В каких случаях целесообразно использование антенны типа бегущей волны?

Глава 13. ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ АНТЕНН

13.1. Параметры антенн, определяющие электромагнитную совместимость

Бурное развитие радиотехнических систем различного назначения сопровождается как освоением новых диапазонов частот, так и предоставлением одной полосы частот нескольким радиослужбам. В результате основные спектры, излучаемые и принимаемые отдельными радиосредствами, оказываются частично или полностью перекрывающимися, что приводит к увеличению числа мешающих сигналов (неумышленные помехи) и снижению отношения сигнал-шум. Вопросы, связанные с изучением причин возникновения и способов снижения неумышленных радиопомех, относятся к проблеме электромагнитной совместимости (ЭМС) радиосредств.

Среди возможных причин появления неумышленных помех следует различать помехи, проникающие в радиотехническую систему через антенну, и помехи, возникающие помимо антенны и обусловленные в основном электромагнитными связями между различными узлами данной системы или между элементами двух или более систем, размещенных близко друг от друга. Существенным фактором появления помех являются паразитные электромагнитные связи в антенно-фидерных линиях. Они существуют в системах, расположенных как на одном объекте, так и на далеко стоящих друг от друга.

В современных радиосистемах основной причиной появления помех является прием антенной нежелательных мешающих сигналов. Пространственная и частотная избирательности, присущие антенным системам, позволяют существенно улучшить электромагнитную обстановку.

Насколько велика роль антенн в обеспечении ЭМС, можно судить по тому факту, что из 30 основных параметров радиоэлектронного оборудования, влияющих на ЭМС, 12 параметров определяются

антенной системой. Совокупность характеристик антенны, существенных для обеспечения ЭМС, будем называть *помехозащищенностью антенны*. В ряде случаев требования к помехозащищенности разрабатываемых антенн оказываются столь жесткими, что их выполнение сопровождается некоторым снижением КУ, ухудшением согласования, сужением рабочего диапазона частот и т. д.

Проблему ЭМС в рамках конкретной радиотехнической системы решают двумя путями: 1) разрабатывают более помехозащищенные радиотехнические системы; 2) проводят их оптимальное проектирование с точки зрения уменьшения создаваемых ими помех.

В последние годы разрабатывается новый класс антенн – так называемые *адаптивные антенные системы*, позволяющие производить подстройку под данную помеховую обстановку таким образом, чтобы свести влияние помех к минимуму (см. гл. 9).

Основными характеристиками антенн, расположенных на большом расстоянии друг от друга (в зоне излучения) и способных влиять на ЭМС, являются: направленные свойства в рабочем диапазоне (ширина главного лепестка ДН, КНД, КУ, УБЛ и др.); внеполосное излучение антенны (излучение в полосах частот, примыкающих к рабочей полосе, – результат модуляции); направленные свойства на частотах побочных излучений (излучения на гармониках, паразитные, комбинационные и интермодуляционные); поляризационные характеристики; искажение направленных свойств из-за влияния посторонних объектов; стабильность характеристик во времени и др.

Что касается внеполосных излучений, то антенная система совместно с линией питания является в какой-то мере фильтром этих излучений. Например, в волноводной линии антенны подавляются все частоты, являющиеся запредельными для данного сечения волновода.

Для обеспечения ЭМС различных радиосистем ДН как передающих, так и приемных антенн этих систем должны обладать малым боковым и задним излучениями. Это объясняется тем, что нежелательные сигналы часто попадают на вход приемника через боковые и задние лепестки ДН антенны и оказывают на качество работы системы большое влияние. Такая ситуация создается в системах, работающих в условиях слабых полезных сигналов или при высоком уровне помех. Поэтому снижение УБЛ во многом решило бы проблему ЭМС. Однако, как известно, в данном случае должен быть соблюден определенный компромисс, связанный со снижением апертурного КИП антенны.

При работе антенны в реальных условиях возникают дополнительные причины, искажающие ее направленные свойства. Эти причины обусловлены влиянием размеров и формы конструкции, на которой расположена антенна, а также рядом расположенных других антенн и т. п. При оценке влияния направленных свойств антенны на уровень ЭМС необходимо учитывать все указанные факторы. Многие из них могут быть установлены только экспериментальным путем.

Рассмотрим влияние помехозащищенности в конкретном случае на примере собственных помех РРЛ, когда недостаточная пространственная избирательность антенн приводит к ухудшению характеристик РРЛ.

На рис. 13.1 схематически показан участок РРЛ, включающий три ретрансляционных пункта A, B, C. Антенна B_1 станции B принимает кроме полезного сигнала от антенны A_2 станции A два мешающих сигнала от антенн A_1 и C_1. При двухчастотном плане распределения частот передача на каждой станции РРЛ в оба направления идет на одинаковых частотах, а частоты передатчиков повторяются через станцию. Поэтому все три сигнала, принимаемые антенной B_1, имеют одинаковые частоты и ослабление помех от антенн A_1 и C_1 может быть обеспечено только направленными свойствами антенн. Чтобы указанные помехи не оказывали заметного влияния на качественные показатели линии, необходимо, чтобы КЗД антенн РРЛ, т.е. уровень излучения антенн в направлении $\theta = 180°$, по отношению к излучению в направлении $\theta = 0°$ не превышал – (65...70) дБ.

В ряде случаев для улучшения ЭМС применяется *развязка антенн по поляризации* электромагнитного поля. При этом две антенны работают с полями, поляризованными взаимно перпендикулярно, либо, если антенны с вращающейся поляризацией поля, направления вращения векторов электромагнитного поля у обеих антенн противоположны.

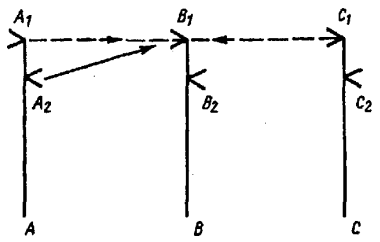


Рис. 13.1

Иногда антенны располагаются на небольшом расстоянии

друг от друга (в зоне ближнего поля). Это имеет место на КВ, СВ и ДВ радиоцентрах, при установке антенн ретрансляционных пунктов РРЛ на одних и тех же мачтах, а также при размещении антенн на ограниченной площади космического корабля или спутника. Из-за пространственной электромагнитной связи изменяются направленные свойства и входные сопротивления антенн, поэтому необходимо принимать специальные меры для увеличения переходного затухания между антеннами. К ним относятся рациональное размещение антенн относительно друг друга (например, взаимное влияние двух параболических антенн РРЛ уменьшается, если их установить не рядом, а «спина к спине»), включение в антенны реактивных развязывающих элементов и др.

Совместное использование одних и тех же полос частот различными спутниковыми и наземными радиослужбами, что допускается международными соглашениями (см., например, Регламент радиосвязи), усложняет электромагнитную обстановку. Таким образом, возникает сложная проблема электромагнитной совместимости. Эта проблема касается обеспечения совместимости между спутниковыми системами и спутниковых систем с наземными службами.

С целью соблюдения необходимых условий ЭМС в настоящее время принято сопоставлять ДН антенн спутниковой связи с так называемыми справочными ДН. Последние представляют собой графическое изображение огибающей рекомендуемой МККР ДН относительно изотропного излучателя (в децибелах).

Следует отметить, что международные рекомендации периодически пересматриваются. Это подтверждает тенденцию ужесточения требований к ДН антенн спутниковой связи с целью более полного удовлетворения требованиям ЭМС.

Остановимся более подробно на вопросах ЭМС апертурных антенн.

13.2. Методы снижения бокового излучения апертурных антенн

Формулы ДН излучающих раскрывов, приведенные в гл. 4, достаточно точно характеризуют направленные свойства апертурной антенны в секторе главного и ближайших к нему боковых лепестков (в этом секторе можно пре-

небречь влиянием таких факторов, как излучение облучателя однозеркальной антенны за пределы зеркала, дифракционные эффекты на кромках зеркала и др.). Величина этого сектора определяется конкретной схемой выполнения антенны и может достигать ±40° и более. Известно, что низкий УБЛ в данном секторе обеспечивается при спадающем к краям амплитудном распределении. Однако при этом получается низкий КИП. Существует возможность резко снизить УБЛ, сохранив достаточно высокий КИП. Для этого используются различные специальные распределения (косинус-квадратное с пьедесталом, параболическое с пьедесталом, бесселево и др.).

В последнее время требования к УБЛ все чаще формулируются следующим образом: антенная система должна обеспечивать не только достаточно быстрое спадание УБЛ при отходе от главного направления, но и пониженный уровень первых боковых лепестков (УПБЛ). Необходимость уменьшения УПБЛ объясняется в первую очередь тем, что первые боковые лепестки антенн имеют повышенный по сравнению с дальними лепестками уровень и поэтому во многом определяют помехозащищенность и ЭМС радиосредств.

Наиболее острой эта проблема является для земных станций спутниковой связи из-за возможных помех со стороны соседних, близкорасположенных на геостационарной орбите спутников.

Во многих практических случаях снижение ближнего бокового излучения должно быть обеспечено при сохранении высокой эффективности антенны. Таким образом, задачу можно сформулировать так: необходимо определить, а затем реализовать такое распределение возбуждающего поля в раскрыве апертурной антенны, при котором обеспечивается низкий УПБЛ при высоком апертурном коэффициенте использования раскрыва (ν_a).

Стандартные распределения возбуждающего поля типа параболического на пьедестале и ему подобных не решают поставленной задачи. При допустимых значениях ν_a УПБЛ оказывается велик (около –20 дБ). Что касается распределений со слабым возбуждением периферии раскрыва типа $(1 - x^2)^n$, то они, обеспечивая низкий УПБЛ, имеют невысокую эффективность и трудно реализуемы.

На основе анализа, изложенного в [63], можно сформулировать основные требования к функциям распределения, решающим задачу обеспечения низкого УПБЛ при высокой апертурной эффективности и реализуемых практически в следующем виде:

1. Функция $f(x)$, должна быть монотонно убывающей $[f'(x) < 0]$. В противном случае ее практическая реализация сильно усложняется.

2. Уровень поля на краю апертуры должен быть невелик. Это необходимо для обеспечения низкого уровня дальних боковых лепестков.

3. Первая производная функция возбуждения на краю апертуры должна быть отрицательной и небольшой по абсолютной величине. Другими словами, у края апертуры функция возбуждения должна уменьшаться медленно.

4. Вторая производная $f''(1)$ должна быть положительной и большой, т.е. кривизна функции возбуждения в центре раскрыва и на его краю должна иметь разные знаки.

Отсюда следует, что функция возбуждения $f(x)$ должна иметь на раскрыве точку перегиба, где $f''(x) = 0$.

Сформулированные таким образом основные требования к распределениям в линейной апертуре остаются справедливыми и для круглой апертуры. Задача оптимизации апертурных распределений, удовлетворяющих этим требованиям, может быть сформулирована следующим образом: необходимо из класса распределений с заданным апертурным коэффициентом выделить распределение, обеспечивающее максимальную мощность излучения в секторе первых боковых лепестков.

Переходя к практическим вопросам, следует заметить, что затруднительно подобрать облучающую систему так, чтобы ее ДН с необходимой точностью обеспечивала в раскрыве антенны оптимальное при заданной апертурной эффективности распределение. На практике разумнее подбирать ДН облучающей системы так, чтобы соответствующее распределение поля в раскрыве удовлетворяло сформулированным выше требованиям относительно поведения на краю раскрыва.

Оптимальная по помехозащищенности диаграмма определяется конкретной помеховой 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. 13.2, *а*). Во всех случаях отражатели возбуждаются полем облучателя, а их размеры и местоположение подбираются опытным путем. Удобно дополнительные отражатели устанавливать на кромке зеркала, как показано на рис. 13.2, *б*. Снижение уровня дальнего бокового излучения антенны обеспечивается прежде всего спадом амплитуды возбуждающего поля к краям раскрыва.

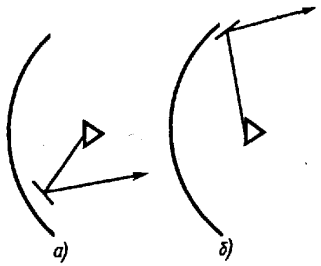


Рис. 13.2

Можно найти амплитудное распределение поля в раскрыве антенны, для которого уровень дальних боковых лепестков убывает достаточно быстро. Как показано в [62], для этого необходимо, чтобы все производные функции распределения поля обращались в нуль на краю раскрыва. Такие функции существуют. Одна из них имеет вид

$$f(\rho) = \exp\{b[1 - (1 - \rho^2)^{-2}]\}, \qquad (13.1)$$

где ρ – расстояние от центра до произвольной точки в раскрыве; b – постоянный коэффициент. Легко убедиться, что $f^{(n)}(\pm 1) = 0$.

Подбором постоянных параметров таких функций можно в широких пределах управлять видом возбуждающей функции. В частности, на большей части раскрыва они будут представлять распределение, близкое к равномерному. При этом уровень дальних боковых лепестков будет мал, а КИП антенны достаточно высок. Однако это реализуется только при очень больших апертурах, вследствие чего на практике такие распределения могут быть полезными только для антенн с очень большим раскрывом.

Более сложной задачей, чем нахождение поля в области, примыкающей к направлению максимального излучения, является отыскание распределения интенсивности излучения в области дальнего бокового излучения, обусловленного дифракционными явлениями на краях антенны. Дело в том, что в этой области формирование поля в большой степени зависит от конкретной схемы антенны, особенностей ее конструктивного выполнения, близко расположенных тел, например зданий, сооружений и т. п. Интенсивность дифракционного поля может быть оценена методом геометрической теории дифракции (ГТД).

Другой путь снижения поля в заднем полупространстве состоит в использовании специальных экранов, ослабляющих рассеянное поле. Этот способ можно проиллюстрировать на примере рупорной антенны. В обычной конструкции рупора дифракция поля на кромках раскрыва рупора создает определенное излучение в заднем полупространстве антенны (рис. 13.3, *а*). На рис. 13.3, *б* показан тот же рупор со специальными экранами. Экраны выполнены в виде части поверхности параболического цилиндра, фокальные линии которого совмещены с кромками рупора. В такой схеме заметно снижается уровень излучения в заднем

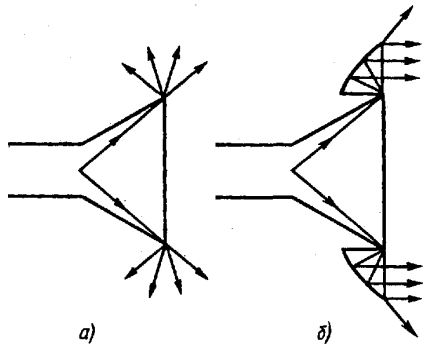


Рис. 13.3

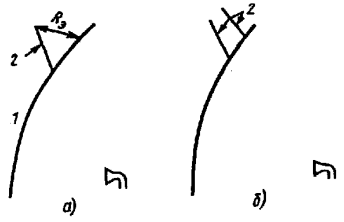


Рис. 13.4

полупространстве, но конструкция получается слишком сложной.

В зеркальных антеннах могут быть использованы более простые плоские экраны, как показано на рис. 13.4, *а* и *б*. Использование одного экрана позволяет уменьшать уровень поля в заднем полупространстве на 8...14 дБ. Два последовательно расположенных экрана обеспечивают уменьшение уровня поля на 20...25 дБ. Эти экраны могут выполняться из листового металла или густой проволочной сетки, причем жестких требований к точности выполнения и установки экранов не предъявляются.

Еще один путь снижения интенсивности дифракционных полей основан на деформации контура раскрыва антенны. Так, если контур раскрыва представляет окружность с центром, лежащим на фокальной оси параболоида, все точки контура возбуждаются синфазно, что обуславливает высокий уровень дифракционного поля в направлении $\theta = 180°$. Для уменьшения уровня этого поля необходимо придать кромке параболоида такую форму, при которой парциальные дифракционные поля, возбуждаемые отдельными участками кромок, были бы расфазированы в направлениях, близких к $\theta = 180°$. На рис. 13.5 приведены различные типы расфазирующих кромок (спиральная, треугольная, лепестковая). Они уменьшают излучение в направлениях, близких к $\theta = 180°$, на 5...6 дБ.

Как известно, антенны, в раскрыве которых распределение поля спадает к краям до нуля, имеют пониженный УБЛ, в том числе лепестков в заднем полупространстве. Распределение поля в апертуре будет близко к распределению с нулем на краю зеркала, если периферийная часть отражающей поверхности антенн покрыта радиопоглощающим материалом. Однако отсутствие эффективных и недорогих поглощающих материалов не позволяет широко применять подобные устройства. Поэтому легче добиться снижения дальнего бокового излучения антенны, который связан с выполнением периферий-

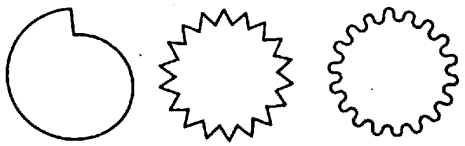


Рис. 13.5

ной части поверхности антенны не из радиопоглощающего, а из частично радиопрозрачного материала. Наиболее просто такой материал выполнить в виде металлического листа, поверхность которого перфорирована отверстиями. Изменяя размеры отверстий и их плотность расположения, можно добиться уменьшения интенсивности рассеянного поля (рис. 13.6).

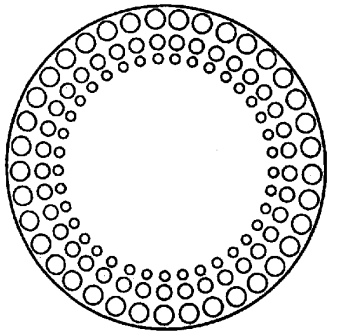


Рис. 13.6

В заключение отметим, что на дальнее боковое излучение антенн (впрочем, как и ближнее) оказывает влияние наличие случайных ошибок амплитудно-фазового распределения, обусловленных, например, технологическими погрешностями выполнения профиля зеркала.

Применяемые на РРЛ для спутниковой и космической радиосвязи осенесимметричные антенны, такие как рупорно-параболические (РПА), антенны с вынесенным излучателем (АВО) (см. гл. 10), обладают достаточно хорошими защитными свойствами – хорошей ЭМС. Принятие дополнительных мер позволяет еще более усиливать защитное действие этих антенн.

Один из способов заключается в создании в раскрыве РПА распределения поля, сильно спадающего к краям. Для этого необходимо изменить характеристики излучения питающего рупора. Так, если в питающем квадратном волноводе наряду с основной волной H_{10} возбудить 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.

Антенны с вынесенным облучателем, выполненные по закрытой схеме, защищены с боков, как и РПА, экранирующими стенками. По помехозащищенности такие антенны примерно равнозначны РПА. Конструктивно проще АВО, сделанные по открытой схеме (см. рис. 10.11), когда отсутствуют экранирующие боковые стенки и элементы защиты раскрыва от атмосферных осадков. Помехозащищенность открытых АВО в основном определяется направленными свойствами облучателя и при рациональном проектировании может быть не меньше помехозащищенности РПА. Наилучшим облучателем для АВО является расфазированный рупор с изломом образующей, поворотом оси и косым срезом (см. рис. 10.12).

Для уменьшения бокового излучения и увеличения защитного действия одно- и двухзеркальных осесимметричных антенн применяют различного рода

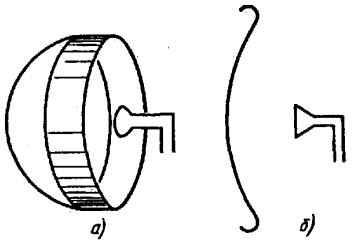


Рис. 13.7

защитные экраны. На рис. 13.7, *а* показан установленный по контуру антенны цилиндрический экран (бленда), позволяющий существенно (на 5...10 дБ) снижать дальнее боковое излучение и излучение в заднем полупространстве. Длину экрана обычно подбирают так, чтобы уровень возбуждения его кромки был близок к нулю. Уменьшение излучения в задних квадрантах можно обеспечить также скруглением периферийной части поверхности зеркала (рис. 13.7, *б*). Для улучшения ЭМС рассматриваемых антенн, как указывалось в начале данного параграфа, применяются также расфазировки кромочных токов.

Заметное снижение помехозащищенности зеркальных антенн обусловлено уровнем кроссполяризационного излучения. Наибольший уровень этого излучения наблюдается в диагональных плоскостях, составляющих угол 45° с главными плоскостями *E* и *H*. Уровень кроссполяризационного излучения может быть ослаблен выбором типа облучателя, а также подавлением перекрестной составляющей после ее излучения. Для этого используются зеркала в виде однолинейной проволочной сетки, наклеенной на поглощающий материал, благодаря чему подавляется поперечная кроссполяризационная составляющая поля антенны. Провода однолинейной сетки могут располагаться в этом раскрыве зеркала перпендикулярно основной поляризации; в этом случае их целесообразно выполнять из поглощающего материала. Такая сетка может затенять только те участки зеркала, которые максимально возбуждают кроссполяризационное излучение (участки под углом 45° к плоскости подавления, занимающие примерно одну треть площади раскрыва).

Для увеличения помехозащищенности применяемых на РРП перископических антенн кроме мер, указанных в 10.2.1, следует так подбирать размеры излучателя (при заданных высоте опоры и диаметре переизлучателя), чтобы обеспечивалась малая утечка энергии на участке излучатель – переизлучатель. Дополнительное повышение помехозащищенности может быть обеспечено при отнесении излучателя от основания опоры. При этом возбуждается только часть опоры, непосредственно примыкающая к верхнему зеркалу.

Определенное влияние на помехозащищенность оказывает тип опоры. Наименьшее влияние оказывает опора в виде сплошной круглой гладкой трубы. Решетчатая опора представляет собой периодическую решетку, что при скользящем падении электромагнитной волны приводит к формированию интенсивного излучения самой опоры.

Ослабление излучения антенн в одном или нескольких заранее известных направлениях возможно с помощью вынесенных защитных экранов. Они располагаются перед антенной по направлению мешающего сигнала.

Различают простые, фигурные (односвязные) и многосвязные защитные экраны. К простым экранам можно отнести кольцевые и секторные. При использовании кольцевых экранов поле в точке приема имеет три слагаемых: прямое поле источника, поле дифракции на внутренней кромке кольца и поле дифракции на внешней кромке. При внутреннем радиусе кольца, равном радиусу первой зоны Френеля, и внешнем – радиусу второй зоны (рис. 13.8, *а*), кольцевой экран может существенно усилить поле в направлении оси системы «источник излучения – кольцевой экран». При других размерах можно получить обратный эффект – глубокое подавление излучения. Сумма трех указанных выше полей, имеющих равную амплитуду, при разности фаз между ними в 120° равна нулю.

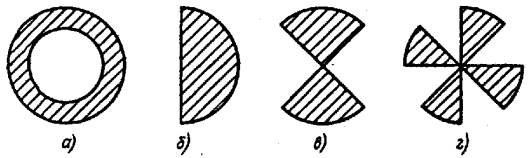


Рис. 13.8

Радиус секторного экрана должен быть равным радиусу первой зоны Френеля. Экраном нужно затенить половину первой зоны Френеля, чтобы получить нулевое значение результирующего поля на оси системы. Этот результат имеет ясное физическое толкование. Как известно [58], суммарное поле излучения всех зон Френеля, начиная со второй, вносит вклад, равный $-E_0$, а вклад первой зоны Френеля равен $+2E_0$. Поэтому достаточно затенить половину первой зоны, чтобы получить нулевое значение результирующего поля на оси системы. При этом форма секторального экрана может быть различной (рис. 13.8, *б – г*).

Использование вышеперечисленных экранов позволяет существенно снижать уровень побочного излучения антенны, но все они обладают тем недостатком, что сектор подавления излучения сравнительно невелик. Для расширения сектора подавления излучения используют многосвязные экраны. На рис. 13.9, *а* и *б* показаны соответственно многокольцевой и многощелевой защитные экраны.

Следует отметить, что в многосвязных экранах существует некоторая свобода выбора геометрических параметров (например, радиусов колец). Это

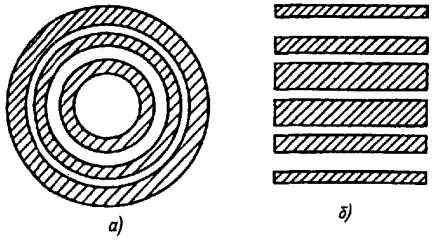


Рис. 13.9

может использоваться для расширения сектора подавления либо оптимизации системы, например обеспечения заданной формы ДН в теневой области за экраном.

13.3. Активные методы борьбы с помехами

Активные методы обеспечения помехозащищенности реализуются в многоканальных антенных устройствах, в которых имеется несколько каналов приема (передачи). При этом возможны две различные помеховые ситуации: 1) известны направления и интенсивность воздействия на антенну как полезного сигнала, так и помех; 2) направление и интенсивность помех заранее неизвестны, а оба параметра являются случайными 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.

Формирование нулевого уровня 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 аттенюаторы. Выходы обоих каналов объединены (рис. 13.10).

Регулировкой аттенюаторов $A\text{т}_1$ и $A\text{т}_2$ можно выравнять уровни помехи, приходящей с направления θ_n в каналах *1* и *2*, а фазовращателями обеспечить сдвиг фаз между ними, равный 180°. В этом случае на выходе антенной системы уровень помех будет равен нулю.

Процедуру компенсации легко объяснить, используя ДН антенн. Пусть антенна A_1, имеющая большую направленность, будет основной антенной

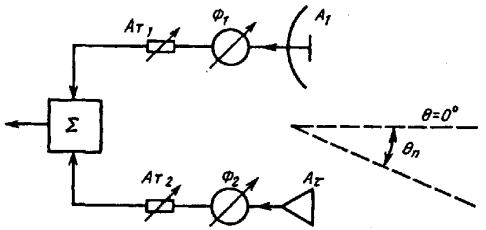


Рис. 13.10

системы. Антенна A_2 с меньшей направленностью используется для создания второго канала приема. На рис. 13.11 приведены ненормированные ДН: кривые *1* – для антенны A_1, кривые *2* – для антенны A_2, а кривые *3* – для результирующей антенной системы. На рис. 13.11, *а* показаны ДН до выравнивания уровней сигнала с направления θ_n, на рис. 13.11, *б* – после выравнивания, а на рис. 13.11, *в* – после введения фазового сдвига 180°.

Для того чтобы избежать уменьшения уровня полезного сигнала, в канале *1* целесообразно использовать направленную антенну A_2 с максимумом ее ДН, ориентированным по направлению θ_n. В этом случае применяют только аттенюатор $A\text{т}_2$.

В зеркальных антеннах дополнительный компенсационный канал можно создать установкой дополнительного излучателя 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

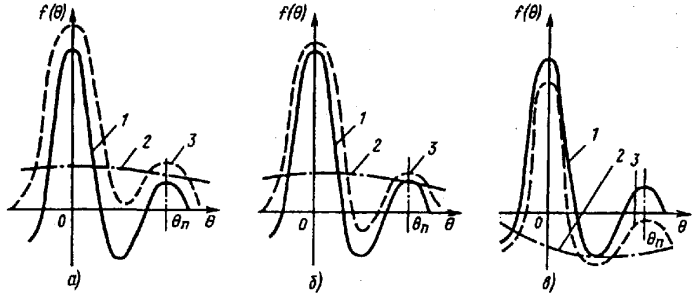


Рис. 13.11

фазы [62]. Принципы построения адаптивных антенн и подавления ненаправленных помех изложены в § 9.4.

Литература: основная [*34, 62*], *дополнительная* [*7, 50, 51*].

Контрольные вопросы

1. Каковы причины появления проблемы ЭМС в системах связи?
2. Какие характеристики антенн влияют на ЭМС?
3. Какие международные требования, предъявляемые к антенным системам, мы связываем с решением проблемы ЭМС?
4. Что такое развязка по поляризации?
5. Какие способы снижения уровня дальнего бокового излучения применяются в зеркальных антеннах?
6. Какие типы антенн, используемые в РРЛ и спутниковой связи, обладают высокими защитными свойствами с точки зрения ЭМС и почему?
7. Какими способами может ослабляться кроссполяризационное излучение антенны?
8. Объясните эффект ослабления поля в заданном направлении с помощью вынесенных защитных экранов.
9. Объясните принцип активного метода борьбы с помехами.

Глава 14. МЕХАНИЗМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

В общем виде одну из основных задач распространения радиоволн можно сформулировать следующим образом. На некоторой высоте над Землей находится источник электромагнитной волны (антенна). Требуется определить напряженность поля в любой другой точке. В принципе такая задача должна решаться исходя из уравнений Максвелла и системы граничных условий. Однако в реальных условиях Земля является неоднородной поглощающей средой. Поверхность Земли неровная. Вокруг Земли находится атмосфера, параметры которой меняются по широте, долготе, высоте, зависят от времени, частоты волны и т. д. С учетом перечисленных факторов нахождение поля источника чрезвычайно усложняется и данная задача не имеет решения до настоящего времени. Поэтому общую задачу о распространении радиоволн в реальной среде (тракте распространения) разделяют на несколько отдельных задач. Каждая задача исследует механизм распространения, обусловленный некоторым частным свойством тракта распространения.

К первому регулярному механизму относится распространение радиоволн вдоль границы раздела воздух – земная поверхность. Волна, распространяющаяся по этому пути, называется *земной* или *поверхностной* (рис. 14.1, *а*).

Электрическая неоднородность верхних ионизированных слоев атмосферы является причиной второго регулярного механизма распространения радиоволн с частотой до 30...40 МГц путем последовательного многократного отражения от ионизированных слоев атмосферы и поверхности Земли (рис. 14.1, *б*). Волна, распространяющаяся по этому пути, называется *пространственной (ионосферной)*.

За счет слабых электрических неоднородностей локального характера в атмосфере происходит рассеяние радиоволн (рис. 14.1, *в*).

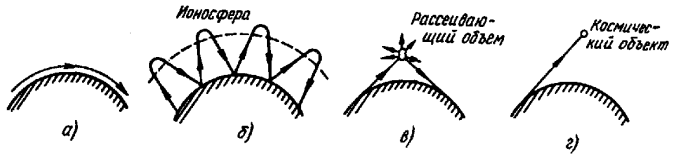


Рис. 14.1

Рассеянная волна используется для передачи информации на частотах выше 300 МГц по наземным радиолиниям.

Связь между земным пунктом и космической станцией может осуществляться только за счет так называемой *прямой волны*, которая распространяется через всю толщу атмосферы и космическое пространство (рис. 14.1, *г*).

Разделение единого процесса распространения радиоволн на отдельные механизмы носит несколько условный характер. Тем не менее изучение частных механизмов позволяет выявлять оптимальные траектории, оценивать потери и возможные искажения сигналов. На наземных линиях в точке приема обычно доминирует одна составляющая поля. Это или земная, или рассеянная, или пространственная компонента в зависимости от рабочей частоты и протяженности линии. Рассмотрим, например, интервал радиорелейной линии, когда между пунктами связи есть прямая видимость (рис. 14.2). На этих линиях используются ультракороткие волны, т.е. частоты выше 30...40 МГц, поэтому пространственная волна не отражается от ионосферы и не приходит в точку приема. Рассеянная волна имеет гораздо меньшую интенсивность, чем земная. В данном случае оптимальным механизмом распространения является земная волна и диаграммы направленности антенн ориентируют так, чтобы обеспечить максимальное излучение и прием именно этой волны.

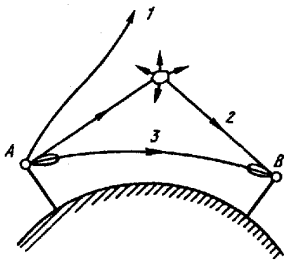


Рис. 14.2

Изучение частных механизмов позволяет при проектировании линий выбирать основные параметры системы с учетом свойств тракта, характерных для одного оптимального механизма в

заданных условиях. Устойчивая работа радиолинии обеспечивается согласованием основных технических характеристик с условиями распространения. К таким характеристикам относятся: вид передаваемой информации, мощность передатчика, чувствительность приемника, коэффициенты усиления и ориентировка ДН антенн на передаче и приеме, система приема и др.

Условия распространения учитывают также в процессе эксплуатации радиолиний. Если условия распространения значительно меняются во времени, например в течение суток, по сезонам или циклу солнечной активности, то для создания оптимальных условий перестраивается режим работы линии.

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*59*].

Контрольные вопросы

1. Что называют механизмом распространения?
2. Назовите примеры радиолиний, использующих земную волну.
3. Назовите примеры радиолиний, использующих ионосферную волну.
4. Назовите примеры радиолиний, использующих рассеянную волну.
5. Назовите примеры радиолиний, использующих прямую волну.

Глава 15. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

15.1. Энергетические соотношения в условиях свободного пространства

В свободном пространстве ($\varepsilon_{r0} = 1$; $\mu_{r0} = 1$; $\sigma_0 = 0$), как следует из гл. 1, амплитуда напряженности электрического поля в точке наблюдения (точке приема)

$$E_{0max} = \sqrt{60 P_1' G_1} / r, \qquad (15.1)$$

где P_1' – мощность, подводимая к передающей антенне; G_1 – коэффициент усиления передающей антенны относительно изотропного излучателя; r – расстояние от точки передачи до точки приема.

Произведение $P_1' G_1 = P_{1экв}$ называют *эквивалентной мощностью излучения*, которую надо подвести к ненаправленной антенне, чтобы получить в точке приема такую же напряженность поля, как от направленной антенны с коэффициентом усиления G_1, к которой подведена мощность P_1'.

Из (15.1) следует, что даже в свободном пространстве, среде без потерь, напряженность поля в точке приема убывает обратно пропорционально первой степени расстояния, что обусловлено уменьшением плотности мощности (среднего за период колебаний значения вектора Пойнтинга) при удалении от источника.

Во многих случаях, например при расчете радиолиний в диапазонах коротких (КВ), средних (СВ) и длинных (ДВ) волн, пользуются не амплитудным, а действующим значением напряженности поля, которое в условиях свободного пространства

$$E_{0д} = \sqrt{30 P_1' G_1} / r. \qquad (15.2)$$

При расчете и проектировании радиолиний, особенно в диапазонах сантиметровых и дециметровых волн, необходимо знать мощность сигнала на входе приемника. Эта мощность определяется раз-

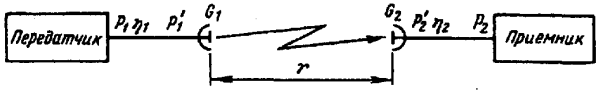


Рис. 15.1

лично для радиолиний двух типов. На радиолинии I типа передача информации ведется непосредственно из пункта передачи в пункт приема (рис. 15.1). на радиолиниях II типа принимаются сигналы, испытавшие пассивную ретрансляцию на пути от передатчика к приемнику (рис. 15.2). На этих линиях непосредственная передача энергии волны от источника до точки приема по каким-либо причинам невозможна (например, этот путь перекрыт препятствием). На наземных радиолиниях с пассивной ретрансляцией на пути распространения имеется специальное антенное устройство, которое облучается первичным полем и переизлучает его в виде вторичного поля, предназначенного для приема. По такому же принципу работают системы пассивной радиолокации, где первичное поле облучает обнаруживаемую цель, а поле, переизлученное целью, принимается локатором.

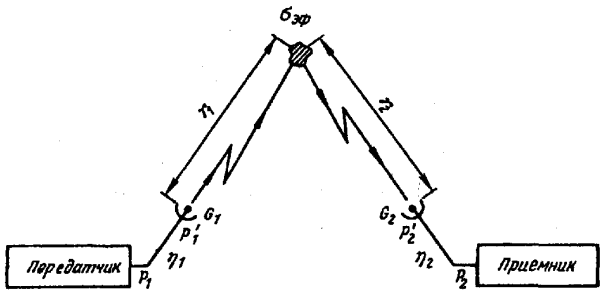


Рис. 15.2

На любой радиолинии мощность на входе приемника P_2 связана с плотностью потока мощности в месте приема $П_2$ соотношением

$$P_2 = П_2 S_д \eta_2, \qquad (15.3)$$

где η_2 – КПД фидера приемной антенны; $S_д = G_2 \lambda^2 / 4\pi$ – действующая площадь приемной антенны (см. гл. 5).

На радиолинии I типа в условиях свободного пространства плотность потока мощности в месте приема

$$П_{02} = P_1 \eta_1 G_1/(4\pi r^2), \quad (15.4)$$

где P_1, η_1, G_1, r указаны на рис. 15.1.

Подставляя (15.4) в (15.3), получаем для радиолинии I типа мощность на входе приемника в условиях свободного пространства:

$$P_{02}^{I} = P_1 \eta_1 G_1 G_2 \eta_2 \lambda^2/(4\pi r^2). \quad (15.5)$$

На радиолинии II типа значение $П_{02}$ зависит от тех же параметров, что и на линии I типа, и, кроме того, от переизлучающих свойств ретранслятора. Если какое-либо тело облучается полем, то его способность переизлучать это поле оценивается эффективной площадью рассеяния $\sigma_{эф}$ (ЭПР). Величина ЭПР зависит от формы, размеров, электрических свойств материала, из которого выполнен переизлучатель, а также от его ориентации относительно направления распространения первичного поля и направления на прием.

Если около переизлучающего тела плотность потока мощности первичного поля $П_{0п} = P_1 \eta_1 G_1/(4\pi r_1^2)$, то переизлученная мощность

$$P_{0п} = П_{0п} \sigma_{эф}, \quad (15.6)$$

а плотность потока мощности вторичного поля вблизи приемной антенны в условиях свободного пространства

$$П_{02} = P_{0п}/(4\pi r_2^2). \quad (15.7)$$

Согласно (15.3), (15.6), (15.7) мощность на входе приемника для радиолинии I типа

$$P_{02}^{II} = P_1 \eta_1 G_1 G_2 \eta_2 \sigma_{эф} \lambda^2/[(4\pi)^3 r_1^2 r_2^2]. \quad (15.8)$$

В тех случаях, когда $r_1 = r_2 = r$

$$P_{02}^{II} = P_1 \eta_1 G_1 G_2 \eta_2 \sigma_{эф} \lambda^2/[(4\pi)^3 r^4]. \quad (15.9)$$

Из (15.5) и (15.9) видно, что в свободном пространстве при отсутствии пассивного ретранслятора на линии мощность на входе приемника уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния, а при работе с ретранслятором – обратно пропорционально четвертой степени. Такое быстрое убывание поля на линиях II типа объясняется

тем, что поле дважды испытывает расходимость: первичное поле – на пути от источника (передающей антенны) до ретранслятора и вторичное поле – на пути от источника (ретранслятора) до пункта приема.

При проектировании систем удобно иметь сведения о потерях при передаче электромагнитной энергии. *Потерями передачи L* называют отношение мощности P_1', подводимой к передающей антенне, к мощности P_2' на входе приемной антенны:

$$L = P_1'/P_2' = P_1 \eta_1 \eta_2 / P_2, \quad (15.10)$$

где P_1 – мощность на выходе передатчика; P_2 – мощность на входе приемника.

Для радиолинии I типа в условиях свободного пространства согласно (15.5) и (15.10) потери передачи

$$L_{0I} = (4\pi r/\lambda)^2/G_1 G_2. \quad (15.11)$$

Расчеты упрощаются, если в (15.11) выделить составляющую L_0, которая характеризует потери, обусловленные расходимостью волны при $G_1 = G_2 = 1$. Составляющая L_0 называется *основными потерями передачи* в условиях свободного пространства:

$$L_0 = (4\pi r/\lambda)^2. \quad (15.12)$$

Полные потери передачи обычно выражают через L_0. Так, вместо (15.11) можно записать

$$L_{0I} = L_0/G_1 G_2. \quad (15.13)$$

Для радиолинии II типа в условиях свободного пространства при $r_1 = r_2 = r$ согласно (15.9) и (15.10) потери передачи

$$L_{0II} = \frac{(4\pi)^3 r^4}{\lambda^2} \frac{1}{G_1 G_2 \sigma_{эф}} \quad (15.14)$$

или с учетом (15.12)

$$L_{0II} = L_0^2 \frac{1}{G_1 G_2 \sigma_{эф}} \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (15.15)$$

В случае реальных сред, отличных по своим свойствам от свободного пространства, вводят так называемый *множитель ослабления:*

$$\tilde{V} = \dot{E} / \dot{E}_0 = V \exp(-i\varphi_v), \qquad (15.16)$$

где V – модуль множителя ослабления, который оценивает дополнительное ослабление амплитуды напряженности поля по сравнению с ее ослаблением в условиях свободного пространства; φ_v – фаза множителя ослабления, которая оценивает дополнительное изменение фазы волны. Из (15.16) следует, что

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \tilde{V}. \qquad (15.17)$$

Потери передачи на радиолиниях I типа

$$L_I = L_{0I} / V^2 = L_0 / (G_1 G_2 V^2), \qquad (15.18)$$

а на радиолиниях II типа (при $r_1 = r_2 = r$)

$$L_{II} = \frac{L_{0II}}{V_1^2 V_2^2} = \frac{L_0^2}{G_1 G_2 \sigma_{эф} V_1^2 V_2^2} \frac{\lambda^2}{4\pi}, \qquad (15.19)$$

где V_1 и V_2 – множители ослабления соответственно на первом и втором участках радиолинии.

15.2. Область пространства, существенно участвующая в формировании поля на заданной линии

В теории распространения радиоволн, особенно при оценке влияния земли, важное значение имеет понятие «существенная область». Наличие существенной области можно определить путем эксперимента. Установим на пути распространения волны от точки A к точке B непрозрачный для радиоволн экран с отверстием переменного диаметра d (рис. 15.3). Если диаметр отверстия велик, что соответствует отсутствию экрана, напряженность поля в точке B равна величине E_0 (см. 15.1). Будем затем уменьшать диаметр отверстия до тех пор, пока измерительный прибор не покажет явного уменьшения поля. Соответствующее значение d и есть диаметр области, существенно участвующей в передаче

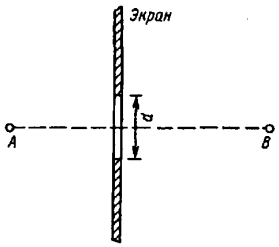


Рис. 15.3

энергии волны. Помещая экран на разных расстояниях от источника, можно таким образом выявить конфигурацию существенной области.

Форму и размеры существенной области возможно установить и аналитически, используя принцип эквивалентности [18]. Согласно этому принципу поле в точке приема определяется суммарным действием вторичных источников, распределенных по воображаемой поверхности, замкнутой вокруг источника A или точки приема B.

Выберем поверхность, которая охватывает источник, и для упрощения расчетов составим ее из бесконечной плоскости S_0, расположенной перпендикулярно линии AB (рис. 15.4), и полусферы S_∞ с бесконечным радиусом, которая замыкает плоскость S. Поля от источников, расположенных на бесконечно удаленных участках поверхности $S_0 + S_\infty$, бесконечно малы вследствие расходимости волны. Поэтому суммарное поле формируется источниками на поверхности S_0, расположенными на конечном расстоянии от точки B. Для облегчения суммирования разделим плоскость S_0 на зоны Френеля. Построим серию ломаных AC_nB (рис. 15.5, *а*), пересекающих плоскость S_0 так, чтобы длина каждой последующей ломаной была больше длины предыдущей на половину длины волны:

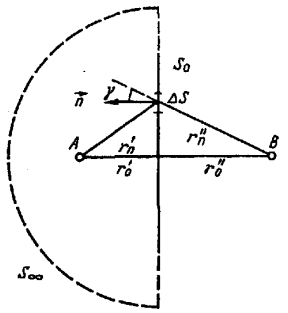


Рис. 15.4

$$AC_nB = AC_{n-1}B + \lambda/2 = (r_0' + r_0'') + n\lambda/2. \qquad (15.20)$$

Семейство ломаных линий, удовлетворяющих условиям (15.20), при пересечении с плоскостью S_0 образует на этой плоскости систему окружностей с центром в точке O (рис. 15.5, *б*). Участки плоскости, ограниченные окружностями, называют *зонами Френеля на плоскости*. Первая зона представляет собой круг, зоны высших номеров – кольцевые области.

Суммарное поле от всех источников рассчитывается с учетом их распределения по зонам Френеля. Амплитуда поля от элемента поверх-

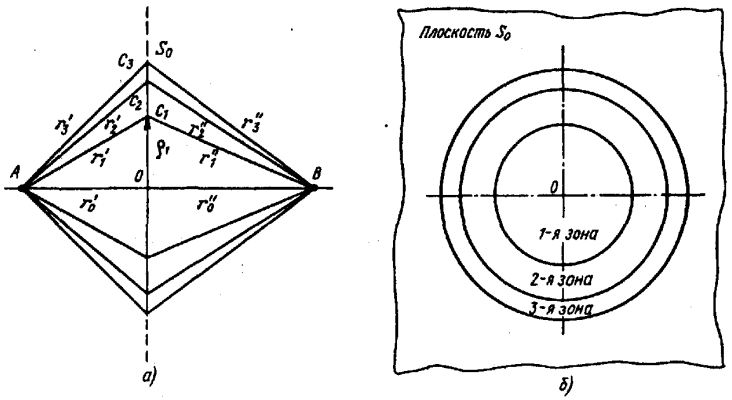


Рис. 15.5

ности ΔS оценивается как $\Delta E = C\Delta S\cos\gamma/r'_n r''_n$, а фаза $\varphi = (2\pi/\lambda)(r'_n + r''_n)$ где C – константа, зависящая от свойств первичного источника; обозначения γ, r'_n, r''_n ясны из рис. 15.4.

На рис. 15.6 показано векторное суммирование элементарных составляющих ΔE, возбужденных источниками двух зон с номерами n и $n + 1$. Расчеты показывают, что результирующие векторы полей от источников соседних зон почти коллинеарны, при этом векторы $\vec{E}_n$ и $\vec{E}_{n+1}$ (см. рис. 15.6) направлены противоположно из-за различия на $\lambda/2$ длин путей $r'_n + r''_n$ и $r'_{n+1} + r''_{n+1}$ согласно (15.20). Амплитуда $E_{(n+1)\max} < E_{n\max}$, поскольку путь $r'_{n+1} + r''_{n+1} > r'_n + r''_n$ и с увеличением n уменьшается значение $\cos\gamma$.В результате коллинеарности векторов полей от источников в отдельных зонах Френеля (см. рис. 15.6) амплитуда результирующего поля определяется алгебраическим суммированием, при этом учет фазы приводит к знакопеременному ряду. Каждый член ряда равен амплитуде поля, созданного в точке приема источниками n-й зоны:

$$E_{\max} = E_{1\max} - E_{2\max} + E_{3\max} - E_{4\max} + \ldots$$

Для выявления количественных отношений удобно записать ряд в виде

$$E_{\max} = E_{1\max}/2 + (E_{1\max}/2 - E_{2\max} + E_{3\max}/2) +$$

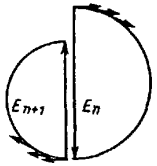


Рис. 15.6

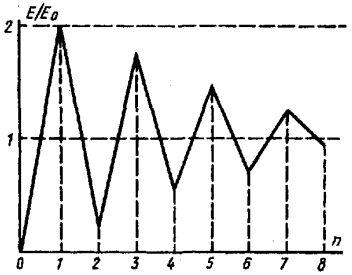


Рис. 15.7

$$+ (E_{3\max}/2 - E_{4\max} + E_{5\max}/2) \ldots \qquad (15.21)$$

Поскольку соседние члены ряда мало отличаются друг от друга, то значение поля в каждой из скобок (15.21) близко к нулю и в первом приближении результирующее поле

$$E_{\max} \approx E_{1\max}/2, \qquad (15.22)$$

т.е. напряженность поля равна половине той величины, которая создается источниками первой зоны Френеля.

Результат последовательного от зоны к зоне алгебраического суммирования полей можно проследить по кривой, приведенной на рис. 15.7. При суммировании полей от источников только первой зоны напряженность поля возрастает до $E = 2E_0$, где E_0 – поле в свободном пространстве. При дальнейшем сложении проявляется действие противофазных полей от источников второй зоны, и результирующая напряженность поля уменьшается. Компенсирующее действие полей от источников четных зон Френеля обусловливает немонотонный закон приближения величины E к E_0 при $n \to \infty$.

Существенную область обычно ограничивают примерно восемью зонами Френеля. При таком приближении ошибка в вычислении поля не превышает 16 %.

Выясним вопрос о пространственной форме существенной области. Соотношение (15.20) должно выполняться при любом положении плоскости S_0 вдоль линии AB (рис. 15.8). Поэтому (15.20) является уравнением эллипсоида вращения. Таким образом, существенная

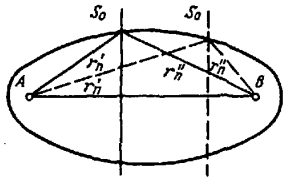


Рис. 15.8

область как пространственная фигура является эллипсоидом вращения с фокусами в точках передачи и приема.

Внешний радиус n-й зоны Френеля ρ_n согласно рис. 15.5, *а* и условию (15.20), а также с учетом того, что на реальных линиях $(r_0' + r_0'') >> \lambda/2$, определяется соотношением

$$\rho_n = \sqrt{n\lambda r_0' r_0''/(r_0' + r_0'')}. \qquad (15.23)$$

Максимальный радиус соответствует середине трассы, где $r_0' = r_0'' = r/2$:

$$\rho_{n\max} = \sqrt{n\lambda r}/2. \qquad (15.24)$$

Максимальный радиус существенного эллипсоида, ограниченного восемью зонами Френеля,

$$\rho_{8\max} = \sqrt{8\lambda r}/2 = \sqrt{2\lambda r}. \qquad (15.25)$$

Чем короче волна, тем меньше поперечные размеры существенного эллипсоида. Например, на волнах $\lambda = 10$ м ... 10 см при протяженности линии $r = 10$ км радиус $\rho_{8\max} = 160...16$ м. При этом большая ось существенного эллипсоида, соизмеримая с длиной радиолинии, в сотни и тысячи раз больше его малой оси, т.е. эллипс сильно вытянут вдоль трассы.

Понятие существенной области широко применяется при изучении условий распространения на линиях, где электрические параметры тракта распространения неоднородны. Например, при распространении радиоволн над земной поверхностью ослабление поля зависит от степени затенения существенной области поверхностью Земли. Если высоты антенн таковы, что часть существенной области затенена, то потери на линии значительно возрастают.

В заключение отметим, что существенная область имеет форму эллипсоида вращения только при использовании ненаправленных антенн в точках передачи и приема. Реально ее форма более сложная и зависит от ДН антенн.

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*59*].

Контрольные вопросы

1. Поясните физическую сложность процесса ослабления поля в условиях свободного пространства.
2. От каких параметров линии зависит мощность на входе приемника радиолинии первого типа?
3. От каких параметров линии зависит мощность на входе приемника радиолинии второго типа?
4. Что такое множитель ослабления поля свободного пространства?
5. Что называется потерями и основными потерями передачи в условиях свободного пространства?
6. Как построить зоны Френеля на плоскости?
7. Что такое существенный эллипсоид для распространения и почему его размеры зависят от длины волны?
8. К какому типу (первому или второму) относят радиолинии, использующие активную ретрансляцию через ИСЗ?

Глава 16. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНОЙ ВОЛНЫ

16.1. Физические процессы при распространении земной волны. Классификация методов расчета поля земной волны

Влияние Земли на характеристики антенн, расположенных вблизи ее поверхности, оценивалось в некоторых предыдущих разделах. Так, в гл. 6 анализировалось излучение антенн, находящихся вблизи металлического экрана, в качестве которого иногда можно рассматривать и поверхность Земли. В гл. 11 и 12 учитывалось влияние Земли на свойства КВ, СВ и ДВ антенн. В данной главе основное внимание уделяется закономерностям распространения земной волны на пути от точки передачи до точки приема.

Определение поля излучателя, расположенного в атмосфере вблизи земной поверхности, с учетом реальных свойств Земли и атмосферы представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Для облегчения ее решения вводят некоторые упрощения. Поверхность Земли считают электрически однородной, сферической и идеально гладкой. Электрические параметры атмосферы (воздуха) принимают такими же, как и параметры свободного пространства.

Поле земной волны можно считать результатом суперпозиции полей, созданных вторичными источниками, которые возбуждены первичным полем в воздухе и земле. Полупроводящие свойства Земли приводят к оттоку энергии волны из воздуха в почву. Сферическая земная поверхность является препятствием, которое земная волна огибает при распространении за линию горизонта. Процесс огибания – процесс дифракции радиоволн вдоль сферического препятствия приводит к дополнительным потерям по сравнению со случаем распространения радиоволн над плоской поверхностью.

Полное решение задачи дифракции радиоволн для сферической идеально гладкой Земли с однородными электрическими параметрами и однородной атмосферы получено В. А. Фоком в 1945 г. [56].

В данном учебнике не приводятся вывод и запись формулы для расчета напряженности поля земной волны. Отметим только, что эта формула представляет собой бесконечный ряд по специальным функциям Эйри и расчеты по ней весьма громоздки. В ряде случаев встречающихся на практике, общую дифракционную формулу Фока можно упростить или вместо нее использовать другие, более простые методы расчета поля.

Для практических расчетов общее решение дифракционной задачи можно разделить на несколько частных. Критерием для применения частных решений служат высота подъема антенн над поверхностью Земли и длина радиолинии (расстояние от пункта передачи до пункта приема). Оба параметра определяют степень затенения земной поверхностью пространственных зон Френеля (см. § 15.2), а следовательно, и закон затухания поля в процессе дифракции.

В зависимости от высот расположения антенн различают два класса задач. К первому классу относят задачи, в которых высота поднятия антенн $h >> \lambda$. Это так называемые высоко поднятые антенны, что на практике характерно при работе в диапазоне УКВ и с некоторыми ограничениями в диапазоне КВ. Второй класс задач рассматривает процесс дифракции радиоволн при низко расположенных антеннах, когда $h << \lambda$. Этот случай характерен для работы в диапазонах СВ и ДВ.

Вдоль пути распространения земной волны в зависимости от степени освещенности точки приема излучением передающей антенны выделяют три области (зоны): освещенную (I), полутени (II) и тени (III), как показано на рис. 16.1. Термин «освещенная зона» имеет прямой смысл только при высоко поднятых антеннах. При низко расположенных антеннах область, прилегающую к передающей антенне, называют зоной «приближения плоской Земли», поскольку в пределах этой зоны поверхность Земли можно приближенно считать плоской.

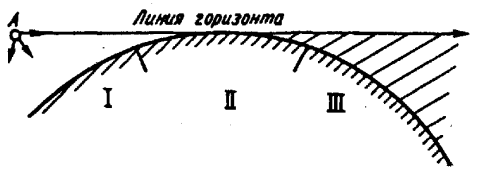


Рис. 16.1

Наиболее просто рассчитывается напряженность поля в освещенной зоне при высоко поднятых антеннах, когда влияние Земли сводят к интерференции в точке приема прямой и отраженной волн. Расчет поля в данном случае рассматривается в § 16.2. При низко расположенных антеннах на сравнительно небольших удалениях от излучателя некоторые упрощения расчетов достигаются благодаря тому, что поверхность Земли считают плоской. Расчет поля в зоне приближения плоской Земли изложен в § 16.3. В зонах полутени и тени расчет напряженности поля как для высоко поднятых, так и для низко расположенных антенн ведется по общим дифракционным формулам Фока. Основные закономерности изменения поля в этих зонах рассматриваются в § 16.4.

В заключение отметим, что при оценке условий распространения земной волны в случае $h \gg \lambda$ часто сравнивают длину радиолинии r с предельным расстоянием прямой видимости $r_{пр}$ (рис. 16.2). Высоты поднятия антенн на передаче и приеме h_1, $h_2 \ll a_{зм}$, где $a_{зм}$ = = 6370 км – радиус Земли, поэтому величина $r_{пр}$, отсчитываемая по дуге большого круга, приближенно равна прямой AB. Из рис. 16.2 видно, что $r_{пр} = AC + CB$, где

$$AC = \sqrt{(a_{зм} + h_1)^2 - a_{зм}^2} \approx \sqrt{2a_{зм}h_1}; \; CB \approx \sqrt{2a_{зм}h_2},$$

откуда

$$r_{пр} = \sqrt{2a_{зм}}\left(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}\right). \qquad (16.1)$$

Если $r_{пр}$ выразить в километрах, h_1 и h_2 – в метрах, то после подстановки численного значения $a_{зм}$ получим

$$r_{пр} = 3{,}57\left(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}\right). \qquad (16.2)$$

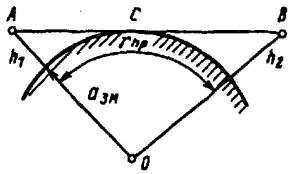


Рис. 16.2

При обычных высотах поднятия антенн (порядка нескольких десяткой метров) предельное расстояние прямой видимости составляет несколько десятков километров (как правило, не более 50…60 км).

Таким образом, в случае $h \gg \lambda$ деление пути распространения земной волны на зоны производят следующим образом: $r < r_{пр}$ – освещенная зона; $r \approx r_{пр}$ – зона полутени; $r > r_{пр}$ – зона тени.

16.2. Поле высоко поднятого излучателя в освещенной зоне

16.2.1 Отражательная трактовка влияния Земли

Напряженность поля в любой среде согласно (15.17) представляется в виде

$$E = E_0 V = \left(\sqrt{60 P_1' G_1}\,/\,r\right) V.$$

В данном случае множитель ослабления V учитывает влияние Земли.

Не конкретизируя метода определения, отметим, что влияние Земли на поле в точке приема можно учесть двумя способами. Во-первых, расчет поля можно производить по приведенной выше формуле, куда, по определению, входит коэффициент усиления передающей антенны G_1 в свободном пространстве. Во-вторых, множитель V можно внести под знак радикала и считать, что произведение $G_1 V^2$ – это коэффициент усиления передающей антенны с учетом влияния Земли. Оба способа равноценны. В диапазоне УКВ пользуются, как правило, первым способом; в диапазоне КВ – вторым (в диапазонах СВ и ДВ условие $h \gg \lambda$ не выполняется).

Рассматриваемый случай определения поля высоко поднятого излучателя в освещенной зоне наиболее характерен для диапазона УКВ. Поэтому будем считать, что коэффициент усиления передающей антенны определен для свободного пространства, т.е. без учета влияния Земли, и наша задача сводится к нахождению множителя ослабления V.

В гл. 11 было показано, что поле излучателя, поднятого над плоской поверхностью Земли, может быть определено как сумма полей двух источников: реального, расположенного в точке A, и воображаемого зеркального, расположенного в точке A' (рис. 16.3). Изменение амплитуды и фазы волны в процессе отражения учитывается с помощью ко-

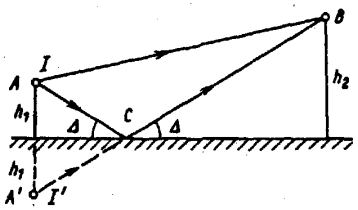


Рис. 16.3

эффициента отражения $\widetilde{R}$ от земной поверхности. Такой метод учета влияния Земли называют *отражательной трактовкой*.

Коэффициент отражения $\widetilde{R} = R\exp(i\theta)$ (коэффициент Френеля) зависит от электрических параметров отражающей поверхности, угла падения и вида поляризации волны [48]. Качественный характер изменения модуля R и фазы θ коэффициента отражения от полупроводящей почвы для двух видов поляризации волны представлен на рис. 16.4. Видно, что изменение угла возвышения Δ (см. рис. 16.3) приводит к заметному изменению R и θ, особенно для параллельной поляризации. Отметим также, что при любых углах возвышения $R_{\perp} > R_{\parallel}$.

При использовании отражательной трактовки предполагается, что отражение радиоволн от земной поверхности происходит в одной точке C (см. рис. 16.3). В действительности отраженная волна формируется участком земной поверхности, окружающим эту точку, – областью, существенной для отражения, параметры которой и определяют поле в пункте приема.

Для нахождения границ области, существенной для отражения, построим существенный эллипсоид (см. § 15.2) с фокусами в точках A' и B (рис. 16.5). Мнимость источника A' делает это построение реальным лишь в верхнем полупростран-

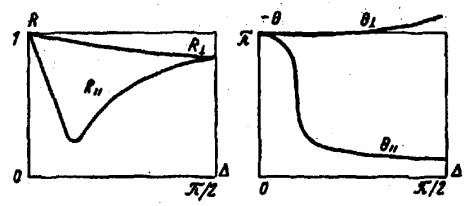


Рис. 16.4

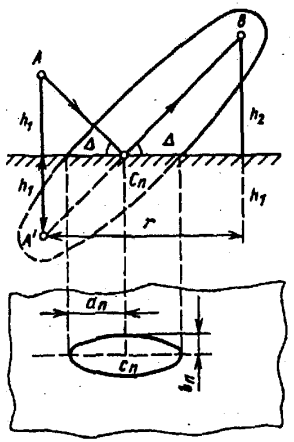


Рис. 16.5

стве. Из рисунка видно, что в плоскости Земли существенная область занимает конечную площадь, которая называется *существенной областью (зоной) для отражения*. Данная область ограничивается эллипсом, который образуется в результате сечения поверхностью Земли существенного эллипсоида с фокусами в точках A' и B. Размер эллипса определяется большой $2a_n$ и малой $2b_n$ осями. Расположение существенной области на трассе оценивают местоположением центра эллипса – точкой c_n. При равных высотах антенн на передаче и приеме ($h_1 = h_2 = h$) точка c_n располагается в середине трассы, а размер осей

$$2a_n = (2/\sin\Delta)\sqrt{n\lambda h/(2\sin\Delta)};\ 2b_n = 2a_n\sin\Delta, \qquad (16.3)$$

где n – номер зоны Френеля, ограничивающий существенную область (в инженерных расчетах $n = 8$); Δ – угол возвышения (наклона) траектории отраженной волны (см. рис. 16.5).

Формулы, аналогичные (16.3), для произвольного соотношения h_1 и h_2 можно найти в [27].

Из (16.3) видно, что на реальных наземных радиолиниях, когда $h << r$ и $\sin\Delta << 1$, $a_n >> b_n$, т.е. область, существенная для отражения, вытянута вдоль трассы и тем больше, чем ниже установлены антенны и длиннее трасса.

На линиях УКВ диапазона размеры существенной области для отражения могут составлять десятки километров в продольном и десятки метров в поперечном направлениях.

Отражательную трактовку, как и метод геометрической оптики, можно использовать в тех случаях, когда коэффициент отражения мало меняется в пределах существенной области. В качестве критерия применимости отражательной трактовки естественно принять условие

$$\Delta R << R(\Delta), \qquad (16.4)$$

где ΔR – изменение коэффициента отражения в пределах существенной области; $R(\Delta)$ – коэффициент отражения для угла Δ, соответствующего точке c_n (см. рис. 16.5).

Если модуль относительной комплексной диэлектрической проницаемости Земли $|\varepsilon_{гзм}| >> 1$, то с точки зрения геометрии траекторий неравенство (16.4) приводится к виду [59]

$$1 - R^2(\Delta) << 2[(h_1 + h_2)/\lambda]\sin\Delta. \qquad (16.5)$$

Таблица 16.1

Вид земного покрова	$\varepsilon_{\text{ум}}$	$\sigma_{\text{зм}}$, См/м
Морская вода	80	1...6
Пресная вода рек и озер	80	$1 \cdot 10^{3}...1 \cdot 10^{-2}$
Влажная почва	10...30	$3 \cdot 10^{-3}...3 \cdot 10^{-2}$
Сухая почва	3...6	$1 \cdot 10^{-5}...5 \cdot 10^{-3}$
Мерзлая почва	3...6	$1 \cdot 10^{-3}...1 \cdot 10^{-2}$
Снег ($t = -10$ °С)	1	$1 \cdot 10^{-6}$
Лед ($t = -10$ °С)	4...5	$1 \cdot 10^{-2}...1 \cdot 10^{-1}$

Из формулы видно, что в случае идеальной металлической отражающей поверхности, когда при любых Δ величина $R^2(\Delta) = 1$, ограничений в применении отражательной трактовки не существует. Для реальных почв эта трактовка наиболее критична при малых углах Δ.

Для справки в табл. 16.1 приведены значения электрических параметров некоторых типичных видов земной поверхности, справедливые для диапазона радиоволн.

16.2.2. Поле излучателя в освещенной зоне в приближении плоской Земли

Расчет поля земной волны в освещенной зоне, когда высота подъема антенны на передаче $h_1 >> \lambda$ будем вести, используя отражательную трактовку влияния Земли, при которой поле земной волны представляется в виде суммы прямой волны с напряженностью $\dot{E}_{\text{пр}}$ и отраженной с напряженностью $\dot{E}_{\text{отр}}$:

$$\dot{E}_{\text{зм}} = \dot{E}_{\text{пр}} + \dot{E}_{\text{отр}}. \qquad (16.6)$$

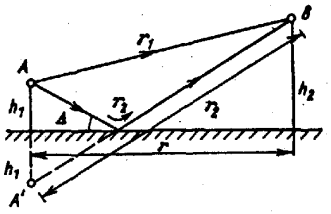


Рис. 16.6

Прямая волна распространяется по пути r_1 (рис. 16.6) в условиях свободного пространства. При мощности P_1', подводимой к передающей антенне, и коэффициенте усиления этой антенны G_1 напряженность электрического поля прямой волны в точке приема

$$\dot{E}_{\text{пр}} = E_{0\max\text{ пр}} \exp[-\mathrm{i}(2\pi/\lambda)r_1] =$$
$$= \left(\sqrt{60P_1'G_1}/r_1\right)\exp[-\mathrm{i}(2\pi/\lambda)r_1]. \qquad (16.7)$$

Отраженная волна согласно отражательной трактовке проходит путь r_2 в условиях свободного пространства и создает в точке приема напряженность электрического поля

$$\dot{E}_{\text{отр}} = E_{0\max\text{ отр}} \exp[-\mathrm{i}(2\pi/\lambda)r_2] =$$
$$\left(\sqrt{60P_1'G_1}/r_2\right)R\exp[-\mathrm{i}(2\pi/\lambda)r_2 + \mathrm{i}\theta]. \qquad (16.8)$$

При записи формулы для $\dot{E}_{\text{отр}}$ учтено, что на наземных радиолиниях всегда $r >> h$, поэтому коэффициент усиления передающей антенны для направлений прямой и отраженной волн примерно одинаков. Это же неравенство позволяет при вычислении амплитуд полей принять $r_1 \approx r_2 \approx r$. Тогда

$$E_{0\max\text{ пр}} = E_{0\max\text{ отр}} = E_{0\max} = \sqrt{60P_1'G_1}/r. \qquad (16.9)$$

При вычислении разности фаз $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)(r_2 - r_1)$, от которой зависит амплитуда результирующего поля, приближение $r_1 \approx r_2 \approx r$ неприменимо. Это обусловлено тем, что для диапазона УКВ разность $r_2 - r_1$ остается соизмеримой с длиной волны. Учитывая сказанное,

$$\dot{E}_{\text{зм}} = E_{0\max}\exp[-\mathrm{i}(2\pi/\lambda)r_1]\times$$
$$\times[1 + R\exp\{-\mathrm{i}[(2\pi/\lambda)(r_2 - r_1) - \theta]\}]. \qquad (16.10)$$

Исходя из определения множителя ослабления (15.16) и зная, что в (16.10) сомножитель перед скобками есть напряженность поля в свободном пространстве, получаем выражение для множителя ослабления в освещенной зоне:

$$\tilde{V} = 1 + R\exp\{-i[(2\pi/\lambda)\Delta r - \theta]\} = V\exp(-i\varphi_v), \qquad (16.11)$$

где $\Delta r = r_2 - r_1$ – разность хода прямой и отраженной волн.

Модуль множителя ослабления из (16.11)

$$V = \left|1 + R\cos[(2\pi/\lambda)\Delta r - \theta] - \mathrm{i}R\sin[(2\pi/\lambda)\Delta r - \theta]\right|$$

$$V = \sqrt{1 + R^2 + 2R\cos[(2\pi/\lambda)\Delta r - \theta]}. \quad (16.12)$$

Фаза множителя ослабления

$$\varphi_V = \operatorname{arctg}\frac{R\sin[(2\pi/\lambda)\Delta r - \theta]}{1 + R\cos[(2\pi/\lambda)\Delta r - \theta]}. \quad (16.13)$$

Величину $\widetilde{V}$ (16.11) называют *интерференционным множителем ослабления* или просто *интерференционным множителем.*

Из (16.12) видно, что модуль V изменяется немонотонно при плавном изменении разности хода интерферирующих волн. Закономерности изменения напряженности поля, определяемые модулем интерференционного множителя (16.12), становятся наглядными, если разность хода лучей Δr выразить через r, h_1 и h_2.

Из рис. 16.7 с учетом неравенства $r^2 >> (h_1 + h_2)^2$ получаем $r_1 = \sqrt{r^2 + (h_2 - h_1)^2} \approx r[1 + (h_2 - h_1)^2/(2r^2)]$ и $r_2 \approx r[1 + (h_2 + h_1)^2/(2r^2)]$, откуда разность хода лучей

$$\Delta r = r_2 - r_1 = 2h_1h_2/r. \quad (16.14)$$

Подставляя (16.14) в (16.12), находим

$$V = \sqrt{1 + R^2 + 2R\cos[(4\pi h_1h_2)/(\lambda r) - \theta]}. \quad (16.15)$$

Действующее значение напряженности поля

$$E_д = E_{0д}V = \left(\sqrt{30P_1'G_1}/r\right)\times \times\sqrt{1 + R^2 + 2R\cos[(4\pi h_1h_2)/(\lambda r) - \theta]}. \quad (16.16)$$

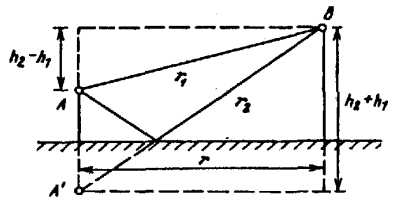


Рис. 16.7

Из полученных для модуля множителя ослабления формул следует, что при перемещении вдоль трассы, когда меняется r, а также при изменении высот h_1 и h_2 распределение поля имеет немонотонный характер.

Интерференционные максимумы поля наблюдаются на тех расстояниях r_m, где происходит синфазное сложение полей прямой и отраженной волн и где аргумент косинуса в (16.15)

$$(4\pi h_1h_2)/(\lambda r_m) - \theta = 2m\pi,\ m = 1, 2, 3, \ldots . \quad (16.17)$$

В этих точках модуль множителя ослабления достигает максимальной величины

$$V_{max} = 1 + R_m, \quad (16.18)$$

где R_m – модуль коэффициента отражения при $r = r_m$. Из (16.18) видно, что в точках максимума $V_{max} > 1$.

Противофазное сложение полей наблюдается на расстояниях r_n, где аргумент косинуса в (16.15)

$$(4\pi h_1h_2)/(\lambda r_n) - \theta = (2n + 1)\pi,\ n = 1, 2, 3, \ldots . \quad (16.19)$$

В точках интерференционных минимумов модуль множителя ослабления уменьшается до величины

$$V_{min} = 1 - R_n, \quad (16.20)$$

где R_n – модуль коэффициента отражения при $r = r_n$. В этих точках $V_{min} < 1$.

На рис. 16.8 показана зависимость $V(r)$. Как видно из рисунка, ширина интерференционных лепестков уменьшается по мере приближения к источнику, что согласно (16.14) объясняется гиперболической зависимостью разности хода Δr от расстояния. Одновременно значения V в точках минимумов возрастают, поскольку при приближении к источнику углы Δ увеличиваются, а значения R уменьшаются (см. рис. 16.4). В первом интерференционном максимуме, который соответствует $m = 1$ и располагается на наибольшем удалении от источника, сдвиг фаз между прямой и отраженной волнами равен 2π. При дальнейшем удалении от источника траектории волн настолько сливаются, что $\Delta r \to 0$ и множитель ослабления уменьшается монотонно.

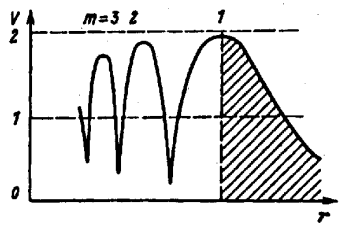


Рис. 16.8

На стационарных наземных радиолиниях, работающих в пределах освещенной зоны, пункт приема обычно располагают вблизи первого интерференционного максимума.

Из формулы (16.15) видно, что интерференционная структура поля имеет место не только вдоль трассы, но и по высоте. Это можно трактовать как влияние Земли на диаграмму направленности передающей антенны. Для оценки этого влияния выразим разность хода лучей $\Delta r = 2h_1 \sin\Delta$ (рис. 16.9). Подставив это соотношение в (16.12), получим

$$V = \sqrt{1 + R^2 + 2R\cos[(4\pi h_1/\lambda)\sin\Delta - \theta]}. \qquad (16.21)$$

Из формулы видно, что в результате влияния Земли диаграмма направленности излучателя приобрела многолепестковый характер. При углах Δ, соответствующих $(4\pi h_1/\lambda)\sin\Delta - \theta = 2m\pi$, $m = 0, 1, 2, \ldots$, множитель ослабления V максимален и равен $1 + R$. При углах Δ, соответствующих

$$(4\pi h_1/\lambda)\sin\Delta - \theta = (2n + 1)\pi,\ \gamma = 0, 1, 2, \ldots,$$

множитель ослабления V минимален и равен $1 - R$.

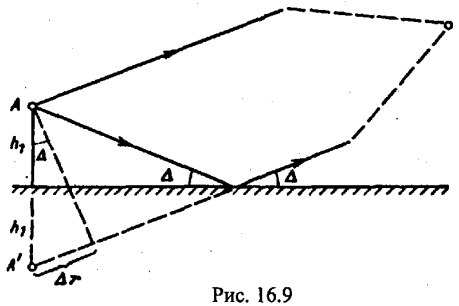


Рис. 16.9

16.2.3. Интерференционный множитель с учетом сферичности Земли

В рамках отражательной трактовки, когда влияние Земли сводят к интерференции в точке приема прямой и отраженной волн, влияние

сферичности земной поверхности учитывают путем соответствующих изменений амплитуды и фазы отраженной волны по сравнению со случаем плоской Земли.

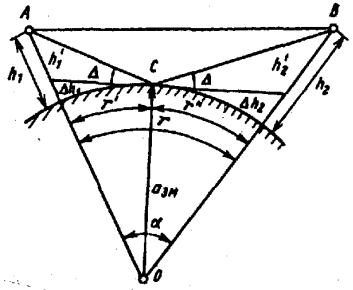


Рис. 16.10

Начнем с вопроса о фазовых соотношениях. При сферической земной поверхности сдвиг фаз полей прямой и отраженной от Земли волн в точке приема $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)(r_2 - r_1)$ удобно выразить в виде функции некоторых высот, которые называются *приведенными высотами* и обозначаются h_1' и h_2'. Для определения этих высот необходимо провести плоскость S, касательную к сферической земной поверхности в точке отражения C (рис. 16.10). Тогда разность хода $r_2 - r_1$ над сферической поверхностью будет равна разности хода над плоскостью S и может быть рассчитана через высоты h_1' и h_2', отсчитываемые от плоскости S.

Из рис. 16.10 следует, что

$$h_1' = h_1 - \Delta h_1;\ h_2' = h_2 - \Delta h_2. \qquad (16.22)$$

Согласно определению предельного расстояния прямой видимости (16.1) длина участков $r' = \sqrt{2a_{зм}\Delta h_1}$ и $r'' = \sqrt{2a_{зм}\Delta h_2}$, следовательно,

$$\Delta h_1 = (r')^2/(2a_{зм});\ \Delta h_2 = (r'')^2/(2a_{зм}). \qquad (16.23)$$

Определение местоположения точки отражения на трассе, т. е. определение r' и r'' в случае произвольного соотношения высот h_1 и h_2 довольно громоздкая задача. Приближенно

$$r' = rh_1/(h_1 + h_2);\ r'' = rh_2/(h_1 + h_2). \qquad (16.24)$$

Подставляя в (16.22) выражения (16.23) и (16.24), получаем

$$h_1' = h_1 - \frac{r^2}{2a_{зм}}\left(\frac{h_1}{h_1 + h_2}\right)^2;\ h_2' = h_2 - \frac{r^2}{2a_{зм}}\left(\frac{h_2}{h_1 + h_2}\right)^2. \qquad (16.25)$$

Точный расчет приведенных высот рассмотрен в [28].

Зная приведенные высоты (16.25), разность хода прямой и отраженной волн для сферической Земли определяется как

$$\Delta r = 2h_1'h_2'/r. \qquad (16.26)$$

После замены истинных высот h_1 и h_2 на приведенные h_1' и h_2' угол Δ (см. рис. 16.7) определяются как

$$\mathrm{tg}\Delta \approx \sin\Delta = (h_1' + h_2')/r. \qquad (16.27)$$

Выпуклость земной поверхности приводит к заметному расхождению отраженной волны (рис. 16.11), что уменьшает плотность потока мощности отраженной волны в заданном направлении. Для учета этого явления вводят понятие коэффициента расходимости. Если обозначить через $S_{пл}$ площадь сечения телесного угла пучка волн, отраженных в пределах плоской существенной области для отражения, а через $S_{сф}$ – то же, для случая сферической поверхности, то изменение плотности потока будет пропорционально отношению площадей $S_{пл}/S_{сф}$, а изменение напряженности поля – $\sqrt{S_{пл}/S_{сф}}$. *Коэффициентом расходимости* называют величину $D_р = \sqrt{S_{пл}/S_{сф}}$, которую определяют через приведенные высоты h_1', h_2' и длину радиолинии [28]:

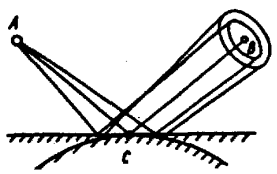


Рис. 16.11

$$D_р = 1/\sqrt{1 + (2r^2h_1'h_2')/[a_{эм}(h_1' + h_2')^3]}. \qquad (16.28)$$

Уменьшение напряженности поля отраженной волны за счет расхождения пучка лучей оценивают путем изменения модуля коэффициента отражения:

$$R_{сф} = RD_р. \qquad (16.29)$$

После подстановки в (16.12) величин Δr (16.26) и $R_{сф}$ (16.29), получаем выражение для модуля интерференционного множителя с учетом сферичности Земли:

$$V = \sqrt{1 + (RD_р)^2 + 2RD_р\cos[(4\pi h_1'h_2')/(\lambda r) - \theta]}, \qquad (16.30)$$

а действующее значение напряженности поля

$$E_д = (\sqrt{30P_1'G_1}/r)\times \sqrt{1 + (RD_р)^2 + 2RD_р\cos[(4\pi h_1'h_2')/(\lambda r) - \theta]}. \qquad (16.31)$$

Предел применимости интерференционного множителя (16.30) на трассах, протяженность которых не превышает предельного расстояния прямой видимости (16.1), обусловлен тем, что отражательная трактовка, заложенная в основу этой формулы, предполагает наличие двух волн в точке приема – прямой и отраженной. Специальные расчеты [59] показывают, что представление об интерференционной структуре поля земной волны справедливо, если угол возвышения траектории отраженной волны удовлетворяет условию

$$\sin\Delta > \sqrt[3]{\lambda/(\pi a_{эм})}. \qquad (16.32)$$

16.3. Поле низко расположенного излучателя в зоне приближения плоской Земли

В § 16.2 рассматривался случай $h >> \lambda$, когда поле в точке приема представлялось в виде суммы полей прямой и отраженной от Земли волн. В данном разделе рассматривается случай, когда обе антенны, как на передаче, так и на приеме, расположены либо на поверхности Земли ($h = 0$), либо на высоте $h << \lambda$, что наиболее характерно для диапазонов средних и длинных волн. При таком расположении антенн условие применимости отражательной трактовки (16.5) не выполняется, т.е. интерференционная формула (16.16) дает неправильный результат. В самом деле, при $h_1 = h_2 = 0$, как следует из рис. 16.4, $R = 1$; $\theta = \pi$. Подставляя эти значения в (16.16), получаем нулевое значение поля в точке приема, что не соответствует действительности. Это означает, что при низко расположенных антеннах земная волна не может быть разделена на прямую и отраженную. В данном случае существует единая волна, скользящая вдоль поверхности Земли, как отмечалось и в гл. 11.

В качестве излучателя рассмотрим вертикальный электрический вибратор, расположенный непосредственно на поверхности Земли (рис. 16.12). Этот случай типичен для диапазонов средних и длинных волн.

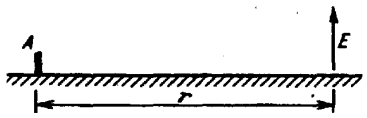


Рис. 16.12

Напряженность поля волны, скользящей вдоль поверхности Земли, можно определить только путем решения системы уравнений Максвелла с учетом граничных условий на поверхности раздела «воздух – почва». Решение системы для случая плоской поверхности раздела впервые было получено А. Зоммерфельдом в 1909 г. В дальнейшем путем некоторых упрощений решение Зоммерфельда было приведено к виду, используемому в настоящее время. Это решение позволяет определять вертикальную составляющую поля земной волны, когда излучатель расположен на плоской поверхности раздела «воздух – почва».

Решение для действующего значения напряженности поля представляется в виде

$$E_{\text{зм д}} = E_{\infty\,\text{д}} V_{\text{зм}}(\rho), \qquad (16.33)$$

где $E_{\infty\,\text{д}}$ – действующее значение напряженности поля над идеально проводящей плоскостью; $V_{\text{зм}}(\rho)$ – модуль множителя ослабления, оценивающий, во сколько раз напряженность поля над реальной Землей меньше напряженности поля над идеально проводящей плоскостью при прочих равных условиях.

Если к вертикальному электрическому вибратору, расположенному на идеально проводящей плоскости ($\sigma = \infty$), подвести такую же мощность, как и в случае расположения его в свободном пространстве, то за счет распределения излученной мощности только в верхнем полупространстве плотность потока мощности возрастет в 2 раза, а напряженность поля – в $\sqrt{2}$ по сравнению со свободным пространством, т.е. $E_{\infty\,\text{д}} = \sqrt{2} E_{0\,\text{д}}$ или с учетом (15.2)

$$E_{\infty\,\text{д}} = \sqrt{60 P_1' G_1}\,/\,r. \qquad (16.34)$$

Приведем без вывода формулу для модуля множителя ослабления [59]:

$$V_{\text{зм}}(\rho) = \left| 1 - i\sqrt{\pi\rho}\, e^{-\rho} - 2e^{-\rho}\sqrt{\rho}\int_0^{\sqrt{\rho}} e^{x^2}\, dx \right|, \qquad (16.35)$$

где ρ – параметр, называемый численным расстоянием (безразмерная величина):

$$\rho \approx \pi r \Big/ \left[\lambda \sqrt{\varepsilon^2_{r\,\text{зм}} + (60\lambda\sigma_{\text{зм}})^2} \right]. \qquad (16.36)$$

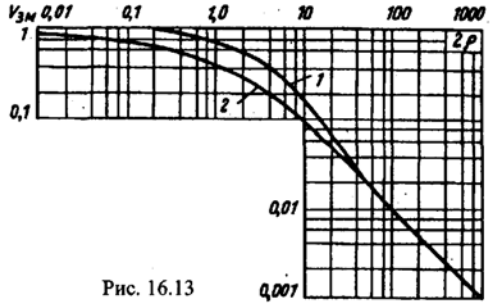


Рис. 16.13

Формула (16.33), в которой $V_{\text{зм}}(\rho)$ определяется (16.35), называется формулой Шулейкина – Ван-дер-Поля. Кривые зависимости модуля множителя ослабления $V_{\text{зм}}$ от численного расстояния ρ приведены на рис. 16.13. Кривая *1* относится к случаю $60\lambda\sigma_{\text{зм}} \gg \varepsilon_{r\text{зм}}$, что характерно для длинных волн и хорошо проводящих почв. Кривая *2* соответствует $60\lambda\sigma_{\text{зм}} \ll \varepsilon_{r\text{зм}}$, что справедливо для коротких волн и плохо проводящих почв.

Для хорошо проводящих почв ($\sigma_{\text{зм}} \to \infty$) $\rho \approx 0$ и $V_{\text{зм}} \approx 1$, т.е. напряженность поля убывает так же, как и над идеально проводящей плоскостью, т.е. согласно (16.34) по закону $1/r$.

Вообще же значение напряженности поля скользящей земной волны определяется утечкой энергии в почву. При фиксированных r, $\varepsilon_{r\text{зм}}$ и λ чем больше проводимость почвы $\sigma_{\text{зм}}$, тем меньше ρ, больше $V_{\text{зм}}$ и $E_{\text{зм}}$, что связано с меньшей утечкой энергии земной волны в почву. При фиксированных r, $\varepsilon_{r\text{зм}}$ и $\sigma_{\text{зм}}$ чем больше λ, тем ближе свойства Земли к проводнику ($60\lambda\sigma_{\text{зм}} \gg \varepsilon_{r\text{зм}}$) и больше напряженность поля земной волны. При фиксированных $\varepsilon_{r\text{зм}}$, $\sigma_{\text{зм}}$ и λ чем больше расстояние r, тем большая часть энергии волны постепенно уходит в почву и меньше $E_{\text{зм}}$.

Как следует из графика на рис. 16.13, во всем интервале изменения ρ $V_{\text{зм}}(\rho)$ убывает не быстрее $1/r$. Следовательно, закон изменения с расстоянием r напряженности поля земной волны меняется от $1/r$ до $1/r^2$.

В заключение отметим, что сравнение расчетов по формуле Шулейкина – Ван-дер-Поля, справедливых для плоской Земли, и дифракционной формуле Фока показывает [59], что приближение плоской Земли справедливо для расстояний

$$r < 7 \cdot 10^3 \lambda^{1/3}.$$

При этом ошибка вычисления напряженности поля, связанная с неучетом сферичности Земли, не превышает 10 %.

16.4. Поле в зонах полутени и тени при высоко поднятых и низко расположенных излучателях

При оценке условий распространения вблизи и за линией горизонта, т.е. в зонах полутени и тени, нельзя пользоваться ни отражательной трактовкой (при $h \gg \lambda$), ни приближением плоской Земли (при $h \ll \lambda$). Условия распространения земной волны в этих зонах определяются процессом дифракции вдоль сферической полупроводящей поверхности Земли. Расчет напряженности поля ведется по общей дифракционной формуле Фока (см. § 16.1) для области как полутени, так и тени. Разница лишь в том, что в зоне тени можно удерживать меньшее число членов бесконечного ряда. Ввиду сложности анализа формулы Фока ограничимся качественными оценками поведения поля.

Сферическую поверхность Земли можно рассматривать как расположенное между точками передачи A и приема B препятствие, которое огибает волна (рис. 16.14). Процесс огибания волной препятствия (процесс дифракции) зависит от так называемого электрического размера препятствия, т.е. от отношения l/λ, где l – высота шарового сегмента. Чем больше l/λ, тем большая часть существенного эллипсоида (см. § 15.2) перекрывается препятствием и тем слабее дифракционная волна. Поверхность Земли является полупроводящей, что приводит к оттоку энергии земной волны из воздуха в почву. В § 16.3 уже отмечалось, что с увеличением длины волны свойства земной поверхности приближаются к свойствам проводника, так как $|J_{пр}|/|J_{см}| = (60\lambda\sigma_{зм})/\varepsilon_{rзм}$ увеличивается. С учетом этих двух обстоятельств и рассмотрим характер изменения напряженности поля земной волны в зонах полутени и тени в зависимости от расстояния и длины волны.

При увеличении расстояния напряженность поля падает за счет прежде всего естественной расходимости волны (как и в свободном пространстве). Кроме того, возрастает высота шарового сегмента l и, следовательно, увеличиваются потери на огибание волной данного препятствия. И наконец, возрастают потери за счет постепенного оттока энергии в почву. В совокупности за-

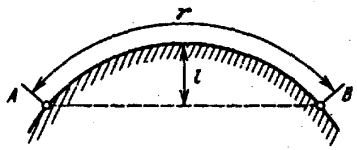


Рис. 16.14

висимость напряженности поля от расстояния должна иметь убывающий характер, причем степень убывания зависит от длины волны.

При уменьшении длины волны, во-первых, возрастает электрическая высота шарового сегмента l/λ, т.е. увеличиваются дифракционные потери, а во-вторых, свойства почвы становятся ближе к свойствам диэлектрика, что способствует утечке энергии волны в почву, т.е. ослаблению поля в воздухе. В сумме (при прочих равных условиях) напряженность поля земной волны в зонах полутени и тени в диапазоне УКВ должна быть меньше, чем в диапазонах СВ и ДВ.

В качестве иллюстрации на рис. 16.15 приведены кривые зависимости модуля множителя ослабления поля земной волны от расстояния для трех длин волн диапазона УКВ. Из рисунка видно, что за линией горизонта поле быстро затухает в тысячи и десятки тысяч раз, и тем быстрее, чем короче волна.

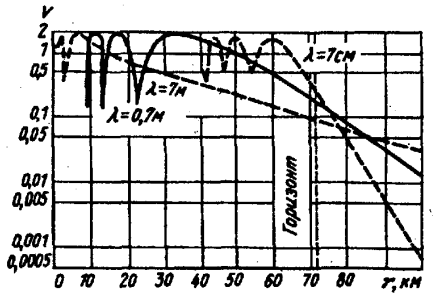


Рис. 16.15

Напряженность поля земной волны в диапазонах более длинных волн (КВ, СВ, ДВ) обычно определяется по кривым МККР, рассчитанным по дифракционной формуле, образец которых приведен в гл. 23.

Подводя итог, можно сказать, что чем больше длина волны, тем на большие расстояния за линию горизонта проникает земная волна. Прием этой волны на значительных удалениях от передающей антенны практически возможен только в диапазонах средних и длинных волн.

Литература: основная [*58*], *дополнительная* [*28, 48, 56, 59*].

Контрольные вопросы

1. Какие физические процессы сопровождают распространение радиоволн вдоль земной поверхности?
2. Поясните принцип отражательной трактовки влияния Земли.
3. Какие ограничения в применении отражательной трактовки появляются в связи с наличием существенной области для отражения?
4. От каких параметров трассы зависит интерференционная структура поля земной волны?
5. Что такое приведенные высоты антенн?
6. Каков принцип деления трассы распространения земной волны на три зоны при высоко поднятых и низко расположенных антеннах относительно поверхности Земли?
7. Поясните закономерности поля земной волны в зоне тени при низко расположенных антеннах.
8. Почему ультракороткие волны гораздо сильнее ослабляются при распространении за линию горизонта, чем средние и длинные волны?

Глава 17. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

17.1. Строение атмосферы

17.1.2. Области атмосферы, химический состав, распределение температуры и количества нейтральных частиц в единице объема по высоте

Атмосфера – газообразная оболочка, окружающая Землю. Внешняя часть атмосферы заполнена преимущественно заряженными частицами, захваченными магнитным полем Земли. При спокойном состоянии магнитного поля внешняя граница атмосферы находится на высоте 2...3 радиуса Земли; при сильных магнитных возмущениях – до 20 земных радиусов (напомним, что радиус Земли $a_{зм} \approx 6370$ км). На распространение радиоволн влияет в основном часть атмосферы, простирающаяся до 1000 км.

При оценке условий распространения радиоволн атмосферу разделяют на три области: тропосферу, стратосферу и ионосферу.

Тропосфера, самая нижняя область атмосферы, простирается в средних широтах до высот 10...12 км, в экваториальных – до 16...18 км и в полярных – до 7...10 км. Стратосфера располагается над тропосферой до высот 50...60 км. *Стратосфера*, как и тропосфера, состоит из нейтральных частиц газа, но отличается от нее законом распределения температуры. Выше стратосферы, до верхней границы атмосферы, находится *ионосфера*, отличающаяся от нижних областей наличием значительного количества свободных зарядов – электронов и ионов.

Химический состав атмосферы. Молекулам и атомам химических элементов, составляющих атмосферный газ, соответствует определенная электрическая и магнитная структура, от которой зависят электрические и магнитные параметры атмосферы.

Химический состав сухого воздуха примерно однороден до высот 90 км вследствие энергичного перемешивания воздушными тече-

ниями. В пределах этих высот сухой атмосферный газ состоит в основном из азота и кислорода в молекулярном состоянии. На высотах около 60 км наблюдается некоторое увеличение содержания озона (O_3), что изменяет тепловой режим этой области атмосферы. Существенное влияние на распространение радиоволн оказывают водяные пары. Влажность воздуха быстро убывает по высоте и у верхней границы тропосферы в сотни раз меньше, чем у поверхности Земли.

На высотах более 90 км под действием ультрафиолетового излучения Солнца происходит диссоциация молекул, т.е. их расщепление на атомы. Выше 1000 км вследствие диффузного разделения газов по их молекулярным весам атмосфера состоит главным образом из нейтрального и ионизированного водорода, т.е. наиболее легкого газа.

Температура атмосферного газа. Температура является мерой средней кинетической энергии движения частиц газа и влияет на его электрические параметры. На различных высотах температура атмосферного газа существенно различна (рис. 17.1). В тропосфере основным источником тепловой энергии газа является нагретая Солнцем поверхность Земли, поэтому температура падает с высотой. Наблюдаемое на высотах около 60 км увеличение температуры обусловлено поглощением солнечного излучения, и поэтому температура возрастает с высотой, достигая 2000...3000 К на высотах более 500 км.

Плотность нейтральных частиц, т.е. количество нейтральных частиц $N_н$ в единице объема, зависит от температуры, молекулярного веса газа, ускорения силы тяжести, которые меняются с высотой. На рис. 17.2 приведена зависимость $N_н(h)$, отражающая среднее состояние атмосферы.

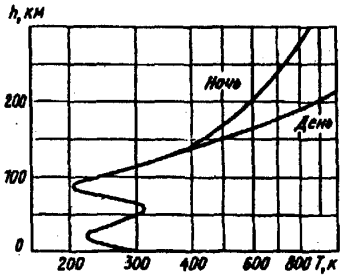


Рис. 17.1

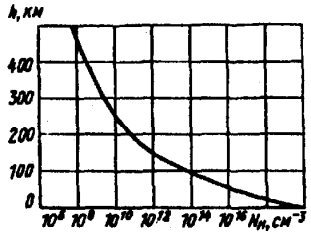


Рис. 17.2

17.1.2. Распределение заряженных частиц в ионосфере

В ионосфере, т.е. на высотах более 50...60 км, кроме нейтральных частиц содержатся свободные заряженные частицы: электроны, положительные и отрицательные ионы. Количество положительно и отрицательно заряженных частиц одинаково, так что в целом ионосфера электрически нейтральна. Такие среды называются плазмой, поэтому в данном случае можно говорить об ионосферной плазме.

Наибольшее влияние на условия распространения радиоволн оказывают свободные электроны, обладающие наименьшей массой и, следовательно, инерцией. Основными параметрами ионосферной плазмы являются: электронная концентрация (плотность) N_e (1/м^3) и эффективная частота соударений $\nu_{эф}$ (1/с) электронов с тяжелыми частицами (положительными ионами и нейтральными молекулами и атомами).

Свободные заряды появляются в атмосфере в результате процесса ионизации, т.е. отрыва одного или нескольких электронов с наружных оболочек молекул и атомов за счет энергии воздействия внешних источников энергии. Основным источником ионизации газов в атмосфере является солнечная радиация в виде фотонов. Сравнение энергии, необходимой для ионизации, с энергией фотонов показывает, что фотоионизацию способно производить только ультрафиолетовое и более коротковолновое излучение Солнца ($\lambda < 0{,}134$ мкм).

Кроме процесса фотоионизации в земной атмосфере имеет место ударная ионизация, возникающая при столкновении корпускул с нейтральными частицами. *Корпускулами* называют заряженные частицы (электроны, протоны), которые выбрасываются Солнцем и образуют так называемый солнечный ветер. В средних широтах роль ударной ионизации сравнительно невелика. В значительной мере этот вид ионизации проявляется в полярных районах, куда стекается основная часть корпускул, вторгающихся в земную атмосферу.

Количество свободных зарядов в атмосфере зависит не только от процессов ионизации, но и от обратных процессов, являющихся причиной их исчезновения. Из этих процессов наиболее важен процесс рекомбинации. Рекомбинация происходит за счет хаотического теплового движения, когда частицы, имеющие заряды разных знаков, оказываются настолько близко друг к другу, что под действием сил

электростатического притяжения соединяются, превращаясь в нейтральные молекулы или атомы.

Электронная концепция N_e определяется балансом процессов ионизации и рекомбинации. В идеализированном случае распределение $N_e(h)$ имеет один максимум $N_{e\,max}$ на конечной высоте в атмосфере (рис. 17.3). Такое распределение называется *простым слоем* (слоем Крючкова-Чемпена). Образование простого слоя обусловлено тем, что интенсивность ионизирующего излучения $П_с$ уменьшается с приближением к поверхности Земли, а плотность нейтральных частиц $N_н$ изменяется в обратном направлении. Максимум $N_e(h)$ возникает на той высоте, где ионизирующее излучение еще не сильно ослаблено, а плотность нейтральных частиц еще не очень мала. Ионосфера ниже $N_{e\,max}$ называется *внутренней*, выше – *внешней*.

В реальной атмосфере распределение $N_e(h)$ имеет сложный характер. На рис. 17.4 показано типичное распределение электронной концентрации по высоте, полученное на основании измерений.

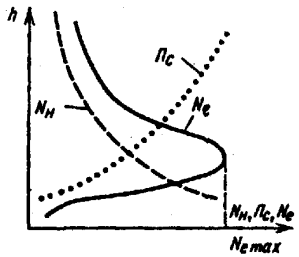


Рис. 17.3

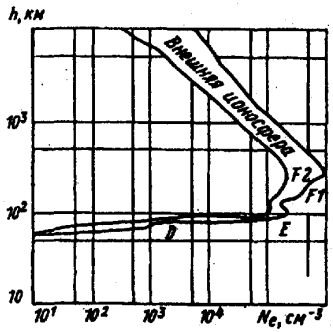


Рис. 17.4

Во внутренней ионосфере закономерность $N_e(h)$ характеризуется наличием нескольких относительных максимумов ионизации, которые называются *слоями*. В ионосфере имеются четыре регулярных слоя: D, E, $F1$ и $F2$.

Состояние ионосферных слоев подвержено регулярным суточным и сезонным вариациям, которые связаны с обычными суточными и сезонными изменениями радиации Солнца. Так, слой D является

типично дневным слоем; после захода Солнца вследствие сравнительно большой плотности газа положительно и отрицательно заряженные частицы рекомбинируют и электронная концентрация на этих высотах падает практически до нуля. Слой E существует круглые сутки, но в дневное время N_e значительно больше, чем в ночное. Слой $F1$ наблюдается в средних широтах только в дневное летнее время, в остальные периоды он сливается со слоем $F2$, образуя единую область F. Слой $F2$ существует всегда, но его параметры претерпевают значительные изменения.

К регулярным относят также изменения состояния ионосферы в течение цикла солнечной активности, имеющего среднюю длительность около 11 лет. Солнечная активность обычно характеризуется относительным числом солнечных пятен W (числом Вольфа), которое изменяется от нескольких единиц в годы минимума до 100...150 и более в годы максимума. Зависимость от W позволяет прогнозировать параметры ионосферы на некоторый период времени вперед [60], используя прогноз активности Солнца, осуществляемый астрономическими обсерваториями.

Кроме регулярных слоев в ионосфере наблюдаются также нерегулярные, спорадические слои, возникающие на высотах слоев E и F, но имеющие повышенную относительно обычного уровня электронную концентрацию. Спорадические слои характеризуются сложной структурой и ограниченными горизонтальными размерами, которые обычно не превышают нескольких сотен километров.

Во внешней ионосфере имеет место сравнительно плавный и весьма медленный спад электронной концентрации по высоте (см. рис. 17.4). Свободные электроны, находящиеся в частично ионизированной ионосферной плазме, при своем движении могут сталкиваться с ионами и нейтральными молекулами, отдавая им часть энергии. Столкновения определяют энергетические соотношения в ионосфере, и в частности обусловливают преобразование энергии электромагнитного поля в тепловую. Суммарное число столкновений электронов с различными ионами и молекулами оценивается эффективным числом соударений

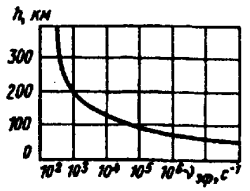


Рис. 17.5

в единицу времени $\nu_{эф}$. Значение $\nu_{эф}$ зависит в основном от расстояния между частицами и скорости их движения. С увеличением высоты над земной поверхностью $\nu_{эф}$ уменьшается, как это показано на рис. 17.5.

17.2. Электрические свойства тропосферы и стратосферы

17.2.1. Диэлектрическая проницаемость тропосферы и стратосферы

Электрические свойства атмосферы, как и любой среды, характеризуются диэлектрической проницаемостью, магнитной проницаемостью и удельной проводимостью. Магнитная проницаемость атмосферы с достаточно высокой степенью точности принимаются величиной постоянной и равной магнитной проницаемости вакуума. Остальные два параметра испытывают значительные изменения в зависимости от положения точки наблюдения, времени, солнечной активности, частоты распространяющейся волны и т. д.

Приведем вывод формул, связывающих электрические параметры атмосферы с ее физическими параметрами, имея в виду, что этот вывод поможет лучше уяснить физические процессы, происходящие в атмосфере при распространении в ней радиоволн.

Согласно представлениям макроскопической электродинамики диэлектрическая проницаемость и проводимость определяются совокупностью токов, возникающих в среде под действием внешнего поля. В неионизированных областях атмосферы (тропосфере и стратосфере) плотность полного тока, наводимого внешним полем, имеет две составляющие:

$$j = j_{см0} + j_{пол}. \qquad (17.1)$$

Здесь $j_{см0}$ – плотность тока смещения в свободном пространстве:

$$j_{см0} = \varepsilon_0 d\dot{E}/dt = i\omega\varepsilon_0\dot{E}. \qquad (17.2)$$

$j_{пол}$ – плотность тока поляризации (см. также гл. 1):

$$j_{пол} = \varepsilon_0\chi_r d\dot{E}/dt = i\omega\varepsilon_0\chi_r\dot{E}. \qquad (17.3)$$

В (17.3) χ_r – относительная диэлектрическая восприимчивость вещества, зависящая от электрической и магнитной структур молекул и атомов, термодинамических условий, а также от частоты воздействующего поля. В общем случае χ_r – комплексная величина, однако на частотах ниже 15...20 ГГц, когда потери в тропосфере и стратосфере малы (см. 18.3.1), χ_r можно считать действительной величиной:

$$\chi_r = a_1 p/T + a_2\omega/T^2 \qquad (17.4)$$

где a_1 и a_2 – постоянные коэффициенты; p – давление газа; ω – абсолютная влажность воздуха, т.е. давление водяных паров; T – температура.

Из (17.1)–(17.4) $j = i\omega\varepsilon_0(1 + a_1 p/T + a_2\omega/T^2)\dot{E}$.

Напомним [18], что в среде без потерь ($\sigma = 0$) $j = i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r\dot{E}$. Следовательно,

$$\varepsilon_r = 1 + a_1 p/T + a_2\omega/T^2. \qquad (17.5)$$

Постоянные a_1 и a_2 определяются экспериментально; наиболее вероятные значения $a_1 = 1{,}52 \cdot 10^{-4}$; $a_2 = 0{,}745$, поэтому

$$\varepsilon_r = \frac{1 + 1{,}552\cdot 10^{-4}}{T}\left(p + \frac{4810\omega}{T}\right), \qquad (17.6)$$

где p и ω выражены в миллибарах; T – в градусах по шкале Кельвина.

Из полученных формул следует, что чем больше p и ω, тем больше ε_r. Это связано с тем, что при возрастании p и ω увеличивается число молекул в единице объема и, следовательно, ток поляризации. При увеличении T возрастает скорость хаотического теплового движения молекул, препятствующего упорядоченному смещению связанных зарядов, т.е. ток поляризации уменьшается.

В стратосфере p и ω на несколько порядков меньше, чем в тропосфере, а T больше (см. рис. 17.1 и 17.2), поэтому относительная диэлектрическая проницаемость стратосферы $\varepsilon_{rст}$ гораздо меньше отличается от единицы, чем ε_r тропосферы ($\varepsilon_{rт}$). Обычно считают, что свойства стратосферы близки к свойствам свободного пространства, т.е. принимают $\varepsilon_{rст} \approx 1$. Исходя из этого в дальнейшем будем рассматривать только тропосферу.

Наряду с диэлектрической проницаемостью во многих случаях пользуются коэффициентом преломления тропосферы, который, учитывая, что $\varepsilon_{rт}$ мало отличается от единицы

$$n_т = \sqrt{\varepsilon_{rт}} = 1 + \frac{0{,}776\cdot 10^{-4}}{T}\left(p + \frac{4810\omega}{T}\right). \qquad (17.7)$$

Значения $n_т$ (как и $\varepsilon_{гт}$) весьма мало отличаются от единицы и даже у поверхности Земли в разных метеорологических и климатических условиях лежат в пределах 1,00025...1,00046. Оперировать такими значениями не всегда удобно, поэтому часто вводят так называемый приведенный коэффициент преломления тропосферы:

$$N_т = (n_т - 1)\cdot 10^6 = \frac{77{,}6}{T}\left(p + \frac{4810\omega}{T}\right).$$

Численные выражения приведенного коэффициента преломления называются N-единицами. У поверхности Земли $N_т$ меняется от 260 до 460 N-единиц.

В большинстве случаев зависимость $\varepsilon_{гт}(h)$ близка к экспоненциальной:

$$\varepsilon_{гт}(h) = 1 + \Delta\varepsilon_{г0}\exp(g_т h/\Delta\varepsilon_{г0}), \qquad (17.8)$$

где $\Delta\varepsilon_{г0}$ – приземное ($h = 0$) отклонение $\varepsilon_{гт}$ от единицы; $g_т$ – вертикальный градиент диэлектрической проницаемости тропосферы у земной поверхности:

$$g_т = d\varepsilon_{гт}/dh. \qquad (17.9)$$

Обычно при среднем состоянии тропосферы $g_т < 0$, т.е. $\varepsilon_{гт}$ убывает с высотой. Учитывая (17.7), можно получить связь $g_т$ с градиентом коэффициента преломления: $g_т = 2dn_т/dh$.

В качестве первого приближения, дающего представление о среднесезонном распределении $\varepsilon_{гт}$ по высоте, можно воспользоваться понятием стандартной радиоатмосферы, для которой $\Delta\varepsilon_{г0} = 5{,}78 \cdot 10^{-4}$; $g_т = -7{,}85 \cdot 10^{-8}$ 1/м. Подставляя эти значения в (17.8), получаем

$$\varepsilon_{гт}(h) = 1 + 5{,}78 \cdot 10^{-4}\exp(-1{,}36 \cdot 10^{-4}h), \qquad (17.10)$$

где высота h выражена в метрах. Стандартная радиоатмосфера характеризует среднестатистическое, наиболее вероятное состояние тропосферы в умеренных климатических условиях и вводится как некоторый эталон.

Реально значения $\Delta\varepsilon_{г0}$ и $g_т$ претерпевают сезонные изменения и различны для разных климатических условий. Например, для Подмосковья от января до июля значения $\Delta\varepsilon_{г0}$ меняются от $6{,}12 \cdot 10^{-4}$ до $6{,}14 \cdot 10^{-4}$, а значения $g_т$ – от $-7{,}46 \cdot 10^{-8}$ до $-8{,}43 \cdot 10^{-8}$ 1/м. Подробные данные,

относящиеся к различным климатическим зонам земного шара, содержатся в атласе [50].

В заключение отметим, что при определенных метеорологических условиях могут наблюдаться существенные отклонения от рассмотренных средних закономерностей $\varepsilon_{гт}(h)$. Так, при температурных инверсиях, когда температура воздуха возрастает с высотой, происходит более резкое, чем обычно, убывание $\varepsilon_{гт}$ по высоте. При других метеоусловиях, когда в приземном слое температура воздуха резко уменьшается с высотой, а влажность увеличивается, $\varepsilon_{гт}$ возрастает с увеличением высоты. Такие условия возникают, например, при натекании холодного влажного воздуха с моря на нагретую сушу.

17.2.2. Локальные неоднородности диэлектрической проницаемости тропосферы

В предыдущем разделе были рассмотрены основные регулярные распределения $\varepsilon_{гт}$. Как показывают измерения, в тропосфере всегда имеются случайные во времени и локальные в пространстве области, в пределах которых диэлектрическая проницаемость отличается от средних значений. Для примера на рис. 17.6 показано типичное распределение $\varepsilon_{гт}(h)$, свидетельствующее о наличии локальных неоднородностей диэлектрической проницаемости. Неоднородности имеют различные формы и размеры, они видоизменяются во времени, исчезают и появляются вновь, движутся с потоком воздушных масс и создают сложную структуру флуктуаций $\varepsilon_{гт}$.

При оценке условий распространения радиоволн неоднородности диэлектрической проницаемости разделяют на два вида: слоистые и турбулентные.

Слоистые неоднородности представляют собой образования, горизонтальные размеры которых заметно превышают вертикальные. Одной из основных причин их возникновения является температурная инверсия (см. 17.2.1), а также наличие облачности.

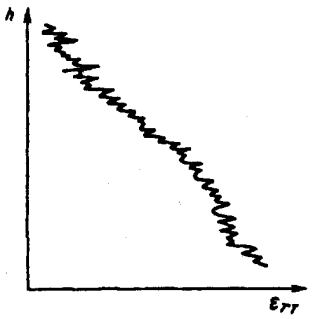


Рис. 17.6

Интенсивность неоднородностей слоистого типа, оцениваемая как отличие диэлектрической проницаемости в пределах слоя от диэлектрической проницаемости окружающей среды ($\Delta\varepsilon_{гт}$), колеблется от 10^{-6} до $(5...10)\cdot 10^{-5}$. Число и интенсивность слоев с увеличением высоты над земной поверхностью уменьшаются.

Размеры слоистых неоднородностей изменяются в широких пределах. Толщина слоев характеризуется величинами от десятых долей метра до нескольких сотен метров, а их горизонтальные размеры изменяются от десятков метров до десятков километров и более.

Неоднородности турбулентного характера имеют соизмеримые размеры во всех направлениях. Вследствие малых сил вязкости движение атмосферного газа практически всегда турбулентное, так что неоднородности такого типа существуют в тропосфере всегда, при любых метеоусловиях. Размеры и интенсивность неоднородностей могут быть оценены только статистически.

Интенсивность турбулентных неоднородностей оценивается среднеквадратическим значением перепада диэлектрической проницаемости $\overline{\Delta\varepsilon^2_{гт}}$, усредненным в интервале нескольких сотен метров по высоте, т.е. в направлении основных изменений $\Delta\varepsilon_г$ тропосферы. Интенсивность неоднородностей медленно убывает с высотой. На высотах 1...3 км значение $\overline{\Delta\varepsilon^2_{гт}}$ составляет $(1...3)\cdot 10^{-6}$ при интервалах усреднения порядка 1 км.

Размеры неоднородностей турбулентного происхождения определяются размерами (масштабами) элементарных вихрей, совокупность которых составляет турбулентный поток воздуха. В тропосфере пространственный спектр размеров вихрей непрерывен и ограничен величинами от нескольких миллиметров до нескольких десятков метров.

17.3. Электрические свойства ионосферы

17.3.1. Диэлектрическая проницаемость и проводимость ионосферы

Получим формулы, определяющие относительную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{ги}$ и удельную проводимость $\sigma_и$ ионосферы, пренебрегая пока влиянием магнитного поля Земли.

В ионосфере полный ток, наводимый внешним полем, равен сумме трех токов: тока смещения свободного пространства, тока поляризации, обусловленного поляризацией нейтральных частиц, и конвекционного тока, обусловленного движением свободных зарядов под действием поля. Напомним (см. 17.2.1), что в тропосфере ток поляризации значительно меньше тока смещения свободного пространства. Тем более это соотношение ($j_{пол} << j_{см0}$) справедливо для ионосферы, где число нейтральных частиц на много порядков меньше, чем в тропосфере. Поэтому током поляризации в ионосфере пренебрегают и плотность полного тока равна сумме плотностей тока смещения свободного пространства и конвекционного:

$$j = j_{см0} + j_к = i\omega\varepsilon_0\dot{E} + j_к. \qquad (17.11)$$

Примем, что плотность конвекционного тока обусловлена движением только свободных электронов. Тогда

$$j_к = eN_e\dot{\upsilon}_e, \qquad (17.12)$$

где $\dot{\upsilon}_e$ – средняя скорость упорядоченного движения электронов, которая определяется из уравнения движения электрона. В каждый момент времени со стороны поля на электрон действуют электрическая сила (сила Кулона) $F_э = eE$ и магнитная сила (сила Лоренца) $F_м = e\mu_0[\upsilon_e H]$, где E и H – соответственно напряженности электрического и магнитного полей волны. Нетрудно показать, что $F_м/F_э$ имеет порядок $\upsilon_e/c_0 << 1$, и величиной $F_м$ можно пренебречь.

Действующая на заряд электрическая сила уравновешивается силой инерции частицы $m_e d\dot{\upsilon}_e/dt$ и силой трения $m_e d\dot{\upsilon}_e \nu_{эф}$, где m_e – масса электрона. Сила трения создается при столкновении электронов с тяжелыми частицами.

С учетом сил инерции и трения уравнение движения электрона записывается в виде

$$e\dot{E} = m_e d\dot{\upsilon}_e / dt + m_e d\dot{\upsilon}_e \nu_{эф}. \qquad (17.13)$$

Решение этого уравнения ищем в виде

$$\dot{\upsilon}_e = \upsilon_{e\max}\exp(i\omega t). \qquad (17.14)$$

После подстановки (17.14) в (17.13) находим

$$\dot{\upsilon}_e = \frac{e}{m_e}\frac{e\dot{E}}{\nu_{эф} + i\omega} = \frac{e}{m_e}\frac{\nu_{эф}}{\nu_{эф}^2 + \omega^2}\dot{E} - i\frac{e}{m_e}\frac{\omega}{\nu_{эф}^2 + \omega^2}\dot{E}, \qquad (17.15)$$

откуда видно, что упорядоченная скорость движения заряженной частицы обратно пропорциональна ее массе. Масса ионов в десятки и сотни тысяч раз больше массы электронов, поэтому ток, обусловленный движением ионов, значительно меньше тока, обусловленного движением электронов.

С учетом (17.12) и (17.15) получаем

$$j_к = eN_e\dot{\upsilon}_e = -i\frac{e^2N_e\omega\dot{E}}{m_e(\nu_{эф}^2 + \omega^2)} + \frac{e^2N_e\nu_{эф}\dot{E}}{m_e(\nu_{эф}^2 + \omega^2)}. \qquad (17.16)$$

Формула показывает, что конвекционный ток, возбужденный полем волны, имеет две составляющие: реактивную и активную. Реактивная составляющая за счет инерции электронов отстает по фазе от поля на 90°. Активная составляющая, синфазная с полем, представляет собой ток проводимости ($j_{пр} = \sigma\dot{E}$) и обусловливает необратимые тепловые потери.

После подстановки (17.16) в (17.11) получаем, что плотность полного тока в ионосфере

$$j = j_{см0} + j_к = i\omega\left\{\varepsilon_0\left[1 - \frac{e^2N_e}{m_e\varepsilon_0(\nu_{эф}^2 + \omega^2)}\right] - i\frac{e^2N_e\nu_{эф}}{m_e\omega(\nu_{эф}^2 + \omega^2)}\right\}\dot{E}.$$

Напомним, что в среде с потерями плотность полного тока $j = i\omega(\varepsilon_0\varepsilon_r - i\sigma/\omega)\dot{E}$. Сравнивая это выражение с предыдущим, находим относительную диэлектрическую проницаемость и проводимость ионосферы:

$$\varepsilon_{r\,и} = 1 - \frac{e^2}{m_e\varepsilon_0}\frac{N_e}{\nu_{эф}^2 + \omega^2}; \qquad (17.17)$$

$$\sigma_и = \frac{e^2}{m_e}\frac{N_e\nu_{эф}}{\nu_{эф}^2 + \omega^2}. \qquad (17.18)$$

После подстановки постоянных значений e, m_e и ε_0

$$\varepsilon_{r\,и} = 1 - \frac{3190N_e}{\nu_{эф}^2 + \omega^2}; \quad \sigma_и = 2{,}82\cdot10^{-8}\frac{N_e\nu_{эф}}{\nu_{эф}^2 + \omega^2}.$$

На достаточно высоких частотах, когда $\omega^2 >> \nu_{эф}^2$, выражения для $\varepsilon_{ги}$ и $\sigma_и$ упрощаются:

$$\varepsilon_{ги} = 1 - 80{,}8N_e/f^2; \qquad (17.19)$$

$$\sigma_и = 7{,}17\cdot10^{-10}N_e\nu_{эф}/f^2, \qquad (17.20)$$

где $\sigma_и$ – См/м; f – Гц, N_e – 1/м^3; $\nu_{эф}$ – 1/с.

Учитывая, что максимальное значение $\nu_{эф}$ наблюдается в слое D ионосферы и имеет порядок 10^7 · 1/с, упрощенные формулы (17.19) и (17.20) могут быть использованы на частотах выше примерно 3 МГц, т.е. в диапазонах КВ и УКВ.

Рассмотрим основные свойства ионосферы, вытекающие из полученных для $\varepsilon_{ги}$ и $\sigma_и$ формул. Формулы для $\varepsilon_{ги}$ показывают, что диэлектрическая проницаемость ионосферы:

меньше диэлектрической проницаемости свободного пространства ($\sigma_{ги} < 1$) за счет наличия конвекционного тока;

зависит от электронной концентрации и частоты столкновений, которые претерпевают пространственные и временные изменения; следовательно, ионосфера является электрически неоднородной средой. На рис. 17.7 показано качественное изменение $\varepsilon_{ги}$ ионосферного слоя по высоте h. Видно, что диэлектрическая проницаемость сначала уменьшается, а затем, выше максимума ионизации слоя, возрастает с высотой;

зависит от частоты, т.е. ионосфера является диспергирующей средой. Это обусловлено тем, что электроны, обладая конечной массой, проявляют инерционные свойства. С повышением частоты упорядоченная скорость движения электронов, а следовательно, и конвекционный ток уменьшаются и свойства ионосферы приближаются к свойствам свободного пространства. Практически основное влияние ио-

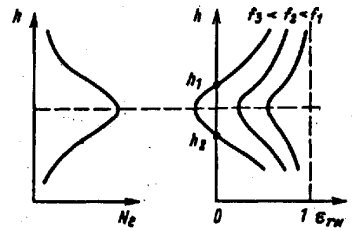


Рис. 17.7

носферы на условии распространения радиоволн наблюдается на частотах $f < 100$ МГц ($\lambda > 3$ м);

может принимать нулевые значения, если частота приложенного поля ω будет равна так называемой собственной частоте ионосферной плазмы ω_e, которая определяется (при $\nu_{эф} = 0$) как

$$\omega_e^2 = e^2 N_e/(m_e \varepsilon_0). \qquad (17.21)$$

На частотах $\omega < \omega_e$ диэлектрическая проницаемость ионосферы $\varepsilon_{ги} < 0$. На рис. 17.7 показан случай, когда для некоторой частоты f_3 на высотах от h_1 до h_2 $\varepsilon_{ги} < 0$. Распространение волны с частотой f_3 в указанной области ионосферы невозможно. Это объясняется тем, что коэффициент распространения $k = \omega\sqrt{\varepsilon_a \mu_a}$ при $\varepsilon_a < 0$ и отсутствии потерь становится величиной чисто мнимой: $k = -ia$. Следовательно, амплитуда поля убывает по экспоненциальному закону, а перенос энергии отсутствует.

Полученные формулы для удельной проводимости позволяют сделать следующие заключения:

1. Проводимость ионосферы на разных высотах различна, так как зависит от электронной плотности и частоты соударений, которые в свою очередь зависят от высоты. На рис. 17.8 показан пример зависимостей N_e, $\nu_{эф}$, а также их произведения $N_e\nu_{эф}$ от высоты h. Из рисунка видно, что хотя электронная концентрация N_e уменьшается на 1–2 порядка ниже уровня 100 км, тем не менее это полностью компенсируется более резким возрастанием $\nu_{эф}$, и таким образом произведение $N_e\nu_{эф}$ оказывается максимальным на высотах слоя D и в нижней части слоя E ионосферы. В результате удельная проводимость $\sigma_и$, зависящая от произведения $N_e\nu_{эф}$, максимальна на тех же высотах. Учитывая, что слой D существует только в дневное время, можно сделать еще один вывод: проводимость, а следовательно, и поглощение в ионосфере в дневное время больше, чем в ночное.

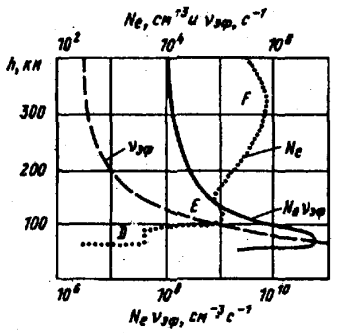


Рис. 17.8

2. Удельная проводимость, характеризующая поглощение в ионосфере, тем меньше, чем выше частота (при $\omega^2 >> \nu_{эф}^2$). Это происходит потому, что с увеличением частоты из-за инерции электронов их средняя колебательная скорость уменьшается и, следовательно, уменьшается энергия, которую электроны отдают тяжелым частицам при столкновении. Практически поглощение в ионосфере мало на частотах $f > 100$ МГц.

Магнитное поле Земли значительно усложняет характер движения зарядов в ионосфере и приводит к изменениям ее диэлектрической проницаемости и проводимости [5]. На движущийся электрон со стороны магнитного поля Земли действует сила Лоренца, которая закручивает электрон вокруг силовых линий магнитного поля, превращая траекторию его движения в спиральную линию. Частота вращения электронов вокруг магнитных силовых линий (в отсутствие других полей) называется *электронной гиромагнитной частотой*:

$$f_н = e\mu_0 H_{зм}/(2\pi m_e), \qquad (17.22)$$

где e и m_e – заряд и масса электрона соответственно; $H_{зм}$ – напряженность магнитного поля Земли.

Учитывая, что в средних широтах $H_{зм} \approx 40$ А/м, гиромагнитная частота $f_н \approx 1{,}4$ МГц, т.е. лежит в диапазоне средних волн.

Сила Лоренца зависит от угла между направлением распространения волны и вектором $\vec{H}_{зм}$. Это приводит к тому, что волны, движущиеся в разных направлениях относительно $\vec{H}_{зм}$, наводят разные токи и, следовательно, диэлектрическая проницаемость и проводимость ионосферы оказываются зависящими от направления распространения. Таким образом, ионосфера представляет собой анизотропную среду.

Определение параметров анизотропной ионосферы путем решения уравнений Максвелла и уравнения движения электрона с учетом магнитной силы Лоренца представляет весьма громоздкую задачу [5]. Отметим лишь, что под влиянием магнитного поля Земли в ионосфере возникают некоторые специфические явления, характерные для анизотропных сред. Например, возникает явление двойного лучепреломления, когда электромагнитная волна расщепляется на две – обыкновенную и необыкновенную, распространяющиеся по различным траекториям с различными скоростями и испытывающие различное поглощение.

17.3.2. Локальные неоднородности в ионосфере. Ионосферные возмущения

Существенное влияние на работу радиолиний оказывают отклонения электронной концентрации от регулярных средних значений. Различают два вида отклонений: флуктуации около средних значений и длительные аномальные изменения самих средних значений. Флуктуации наблюдаются всегда, аномальные изменения – только в периоды так называемых ионосферных возмущений.

Флуктуации электронной концентрации обусловливают неоднородную быстро меняющуюся микроструктуру ионосферы. Ионосфера представляется как скопление локальных образований, изменяющихся во времени и подвижных в пространстве. В пределах неоднородностей электронная концентрация отличается от среднего значения в данной области ионосферы.

Мелкомасштабные неоднородности с горизонтальными размерами в несколько сотен метров образуются в результате процессов турбулентности и диффузии. Интенсивность неоднородностей определяется среднеквадратическим значением отношения перепада электронной концентрации на неоднородности к среднему значению. В области высот 80...400 км интенсивность мелкомасштабных неоднородностей оценивается величиной порядка 10^{-2}.

Крупномасштабные неоднородности с горизонтальными размерами в десятки и сотни километров образуются в результате колебательных процессов в ионосфере и представляют образования эллипсоидальной формы с преимущественной ориентацией вдоль силовых линий магнитного поля Земли.

Длительные аномальные изменения средних значений электронной концентрации, наблюдаемые в течение 1 ч и более, называются *ионосферными возмущениями* или *бурями*. Наиболее важные для работы радиолиний ионосферные возмущения имеют корпускулярную природу. Напомним, что корпускулы производят ударную ионизацию атмосферного газа. Возмущения появляются, когда атмосфера Земли попадает в корпускулярные потоки, излученные из активных областей возмущенного Солнца. Корпускулы, достигая области действия магнитного поля Земли как заряженные частицы, начинают двигаться по спиралям вокруг магнитных силовых линий и направляются к полярным областям. Корпускулярные потоки вызывают не только ионосферные, но и магнитные бури, поэтому часто говорят о магнитно-ионосферных возмущениях. Возмущения протекают по-разному в зависимости от широты точки наблюдения.

Возмущения корпускулярного происхождения в средних и низких широтах характеризуются аномальным изменением в основном области F. Лишь в периоды очень сильных бурь возмущения достигают нижних слоев ионосферы. Для средних широт характерны так называемые отрицательные возмущения, при которых электронная концентрация слоя понижается на 30...40 %. Во время бури на плавное изменение электронной концентрации слоя $F2$ налагаются интенсивные неоднородности.

Возмущения корпускулярного происхождения в полярных широтах характеризуются изменением ионизации всей толщи ионосферы, включая слой D. При аномальном повышении ионизации этого слоя увеличивается удельная проводимость ионосферы (см. 17.3.1) и, следовательно, поглощение радиоволн. В кольцевой зоне полярных сияний одновременно с изменением состояния слоя D наблюдается возмущенность слоя $F2$, проявляющаяся в освещенной части зоны в виде значительного понижения N_{emax}, а в затененной – в виде значительного повышения N_{emax} за счет спорадических образований.

Возмущения волнового происхождения проявляются в виде резкого возрастания ионизации слоя D в результате мощного рентгеновского излучения, источником которого является хромосферная вспышка на Солнце. Возмущения этого типа, сопровождаемые резким увеличением поглощения (эффект Делинжера), наступают внезапно и длятся от нескольких минут до 1...2 ч. Обычно они охватывают всю освещенную часть земного шара, распределяясь с разной интенсивностью в зависимости от широты.

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*5, 50*].

Контрольные вопросы

1. По каким признакам разделяют атмосферу на тропосферу, стратосферу и ионосферу?
2. Поясните закономерности распределения электронной концентрации во внутренней и внешней ионосфере.
3. Почему диэлектрическая проницаемость тропосферы испытывает пространственные и временны́е изменения?
4. В каких случаях свойства тропосферы близки к свойствам идеального диэлектрика?
5. Каковы причины образования и количественные характеристики локальных неоднородностей в тропосфере?
6. Почему ионосфера является средой с дисперсией?
7. Почему диэлектрическая проницаемость ионосферы меньше, чем свободного пространства?
8*. Почему величина гиромагнитных частот электронов и ионов различна?
9*. Какова причина анизотропных свойств ионосферы?
10. Каковы основные характеристики неоднородностей диэлектрической проницаемости ионосферы?

Глава 18. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

18.1. Преломление радиоволн

18.1.1. Общие определения

При определении траектории радиоволн в атмосфере используют метод приближения геометрической оптики. Лучевое представление справедливо для неоднородных сред с настолько медленным изменением коэффициента преломления, что на отрезке пути, соизмеримом с длиной волны в среде, можно принять $n(h)$ = const. При этом в первом приближении можно пренебречь отраженным лучом и свести процесс распространения к наличию только преломленного. Строгое решение уравнений Максвелла показывает, что такое приближение выполняется, если

$$[\lambda_c / n(h)] \times [dn(h)/dh] << 1,$$

где $\lambda_c = \lambda/n(h)$ – длина волны в среде.

В атмосфере приближение геометрической оптики справедливо для всех волн радиодиапазона, за исключением диапазона ДВ ($\lambda > 1000$ м).

В гл. 17 показано, что диэлектрическая проницаемость атмосферы плавно меняется по высоте. Распространение радиоволн в такой среде сопровождается плавным искривлением траектории распространения – явлением *рефракции*.

При рефракции траектория представляет кривую, к которой касателен вектор, характеризующий скорость переноса энергии волны. Из курса технической электродинамики [18] известно, что при распространении сигнала, энергия которого сконцентрирована в пределах полосы частот $(\omega_0 - \Delta\omega_{max}) - (\omega_0 + \Delta\omega_{max})$ и $\omega_0 >> \Delta\omega_{max}$, таким вектором в среде без дисперсии (тропосфера, стратосфера) является вектор фазовой скорости, а в среде с дисперсией (ионосфера) – вектор групповой скорости. В условиях атмосферы, где коэффициент преломления есть функция высоты, модули этих векторов равны [59]:

для фазовой скорости

$$c_ф = c_0/n(h), \qquad (18.1)$$

где c_0 – скорость распространения в свободном пространстве; $n(h) = \sqrt{\varepsilon_r(h)}$ – коэффициент преломления на высоте h;

для групповой скорости сигнала с частотой ω_0

$$c_{гр} = c_0 / [n(h,\omega)_{\omega=\omega_0} + \omega_0 (dn(h,\omega)/d\omega)_{\omega=\omega_0}], \qquad (18.2)$$

где $n(h,\omega) = \sqrt{\varepsilon_r(h,\omega)}$ – коэффициент преломления в той области атмосферы, где наблюдается дисперсия.

Выражения показывают, что в атмосфере скорость распространения волны различна на разных высотах. Поэтому элементы фронта волны, распределенные в пространстве, перемещаются с разными скоростями, что и является причиной поворота фронта в процессе распространения, т.е. причиной рефракции.

18.1.2. Траектория волны. Радиус кривизны траектории

Для нахождения траектории волны в приближении геометрической оптики неоднородную атмосферу разбивают на сферические элементарные слои столь малой толщины, что в пределах каждого слоя коэффициент преломления оказывается величиной постоянной, а траектория – прямолинейной. Только на границах слоев волна испытывает преломление, при этом скачок Δn при переходе от слоя к слою настолько незначителен, что интенсивность отраженной волны пренебрежимо мала по сравнению с преломленной.

Пусть на высоте h_0 волна падает под углом φ_0 на нижнюю границу преломляющей области, где коэффициент преломления изменяется скачком от n_0 до n_1 (рис. 18.1). По

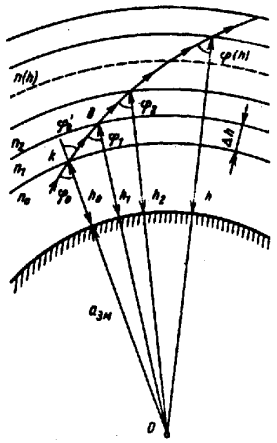


Рис. 18.1

закону преломления угол падения φ_0 связан с углом преломления φ_0' соотношением

$$n_0 \sin\varphi_0 = n_1 \sin\varphi_0'. \qquad (18.3)$$

Поскольку в пределах элементарного слоя распространение волны происходит прямолинейно, то из треугольника *okb* (см. рис. 18.1) получаем

$$(a_{\text{зм}} + h_0)/\sin\varphi_1 = (a_{\text{зм}} + h_1)/\sin\varphi_0', \qquad (18.4)$$

откуда связь между углами φ_0, φ_1 на высотах h_0, h_1 с учетом (18.3) определяется как

$$(a_{\text{зм}} + h_1)n_1(h_1)\sin\varphi_1 = (a_{\text{зм}} + h_0)n_0(h_0)\sin\varphi_0. \qquad (18.5)$$

В результате преломления на границе элементарного слоя, расположенного на высоте h_2, угол падения изменяется до значения φ_2, которое определяется из равенства

$$(a_{\text{зм}} + h_2)n_2(h_2)\sin\varphi_2 = (a_{\text{зм}} + h_1)n_1(h_1)\sin\varphi_1 = \\ = (a_{\text{зм}} + h_0)n_0(h_0)\sin\varphi_0. \qquad (18.6)$$

Согласно (18.5) и (18.6) для любой границы, расположенной на высоте h,

$$(a_{\text{зм}} + h)n(h)\sin\varphi(h) = (a_{\text{зм}} + h_0)n_0(h_0)\sin\varphi_0, \qquad (18.7)$$

где величины, стоящие справа, относятся к точке входа волны в преломляющую область.

Из (18.7) угол падения волны в сферически слоистой атмосфере

$$\sin\varphi(h) = \sin\varphi_0 n_0(h_0)(a_{\text{зм}} + h_0)/[n(h)(a_{\text{зм}} + h)]. \qquad (18.8)$$

Для плоскослоистой атмосферы ($a_{\text{зм}} \to \infty$)

$$\sin\varphi(h) = \sin\varphi_0 n_0(h_0)/n(h). \qquad (18.9)$$

Полученные выражения показывают, что изменение наклона траектории (h) зависит от перепада значений коэффициента преломления на пути следования волны и чем более полога траектория, т.е. чем больше угол φ_0, тем больше отклоняется направление распространения от первоначального.

Другим параметром, характеризующим траекторию волны [кроме $\varphi(h)$], является радиус кривизны ρ. Для его определения выделим тонкий слой Δh, расположенный на высоте h (рис. 18.2). На нижней границе слоя происходит искривление траектории, поскольку угол падения претерпевает скачок $\Delta\varphi$. Радиус кривизны в точке перегиба при $\Delta h \to 0$

$$\rho = kb/\Delta\varphi, \qquad (18.10)$$

где $\Delta\varphi$ – центральный угол, образованный нормалями к траектории в точках k и b. Из треугольника kbc следует, что $kb = \Delta h/\cos[\varphi(h) + \Delta\varphi] \approx \Delta h/\cos\varphi(h)$, откуда

$$\rho = \Delta h/[\Delta\varphi\cos\varphi(h)]. \qquad (18.11)$$

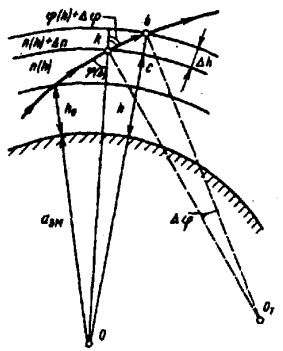


Рис. 18.2

Угол $\Delta\varphi$ определяется из закона преломления, записанного с учетом параметров атмосферы на высоте h:

$$n(h)\sin\varphi(h) = [n(h) + \Delta n]\sin[\varphi(h) + \Delta\varphi] = \\ = [n(h) + \Delta n][\sin\varphi(h)\cos\Delta\varphi + \cos\varphi(h)\sin\Delta\varphi]. \qquad (18.12)$$

Учитывая малость $\Delta\varphi$, можно принять $\cos\Delta\varphi \approx 1$, $\sin\Delta\varphi \approx \Delta\varphi$, а произведение $\Delta n \sin\Delta\varphi\cos\varphi \approx 0$ как величину второго порядка малости. Тогда из (18.12) имеем $\Delta\varphi\cos\varphi(h) = -[\Delta n/n(h)]\sin\varphi(h)$. Подставляя это выражение в (18.11), получаем после перехода к пределу

$$\rho = -n(h)/[dn/dh\sin\varphi(h)]. \qquad (18.13)$$

Из (18.13) видно, что траектория отличается от прямолинейной ($\rho \neq \infty$) только при конечном значении градиента dn/dh, т.е. в неоднородных средах.

Знак минус в (18.13) означает, что величина ρ положительна и траектория обращена выпуклостью вверх, когда $dn/dh < 0$. При $dn/dh > 0$ величина ρ отрицательна и траектория обращена выпуклостью вниз.

Необходимо также учитывать, что радиус кривизны траектории зависит от угла наклона траектории $\varphi(h)$. При вертикальном падении, когда $\varphi(h) = 0$, ($\rho = \infty$), имеет место прямолинейное распространение.

18.1.3. Траектории радиоволн в тропосфере. Эквивалентный радиус Земли

Согласно данным гл. 17 у поверхности Земли относительная диэлектрическая проницаемость тропосферы отличается от единицы на несколько десятитысячных и в среднем убывает с высотой со скоростью, которая в стандартной тропосфере оценивается градиентом диэлектрической проницаемости $7{,}85 \cdot 10^{-8}$ м$^{-1}$ [см. (17.10)]. В такой слабо неоднородной среде траектории радиоволн испытывают малое искривление. Для оценки условий распространения наиболее существенным оказывается определение соизмеримости радиусов траектории распространения и Земли.

Радиус кривизны траектории в пределах тропосферы определяют по (18.13), принимая приземной значение $n_т(h = 0) \approx 1$:

$$\rho_т(h) = -1/[dn_т / dh)\sin\varphi(h)]. \qquad (18.14)$$

Для малых высот, где зависимость $\varepsilon_{rт}(h)$ можно приближенно считать линейной и где $dn_т / dh = g_т(h)/2 = \text{const}$ [см. (17.9)], радиус кривизны

$$\rho_т(h) = -2/[g_т \sin\varphi(h)]. \qquad (18.15)$$

Для волн, распространяющихся по пологим траекториям вдоль Земли, когда $\varphi_0 \to 90°$ и $\varphi(h) \to 90°$, получаем выражение для радиуса кривизны

$$\rho_т = -2/g_т. \qquad (18.16)$$

Из (18.16) видно, что если на всем пути распространения градиент диэлектрической проницаемости есть величина постоянная, то траектория волны представляет собой дугу окружности, радиус которой определяется величиной градиента. В условиях стандартной тропосферы (17.10) $\rho_{тст} = 25\,000$ км.

При расчетах неудобно иметь дело с криволинейными траекториями. Этого можно избежать для области высот, где $g_т = \text{const}$, вводя понятие эквивалентного радиуса Земли. В концепции эквивалентного радиуса принимается, что распространение происходит по прямолинейной траектории, но над Землей не с истинным радиусом $a_{зм}$, а с некоторым эквивалентным радиусом $a_{зм\,э}$ (рис. 18.3). Величина $a_{зм\,э}$

определяется из условия, что разность между значениями кривизны реальной траектории радиусом ρ и реальной Земли радиусом $a_{зм}$ равна разности между значениями кривизны спрямленной траектории ($\rho = \infty$) и кривизны воображаемой Земли радиусом $a_{зм\,э}$:

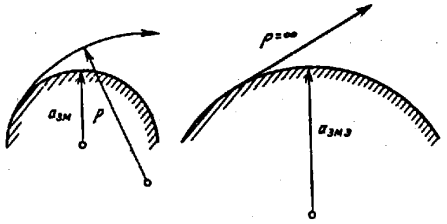


Рис. 18.3

$$1/a_{зм} - 1/\rho = 1/a_{зм\,э} - 1/\infty. \qquad (18.17)$$

Отсюда

$$a_{зм\,э} = a_{зм}/(1 - a_{зм}/\rho). \qquad (18.18)$$

При стандартной тропосферной рефракции согласно (18.18) $a_{зм\,э} = 8500$ км; $a_{зм\,э}/a_{зм} = 4/3$.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что концепция эквивалентного радиуса Земли справедлива только при $\rho = \text{const}$, т.е. при распространении радиоволн в той области тропосферы, где наблюдается линейная зависимость $\varepsilon_{rт}(h)$. При нелинейной зависимости $\varepsilon_{rт}(h)$ радиус кривизны траектории меняется от точки к точке и введение единого эквивалентного радиуса Земли невозможно.

В зависимости от метеорологических условий различают следующие типовые виды рефракции в тропосфере (рис. 18.4).

Отрицательная рефракция, или субрефракция (кривая *1*), наблюдается при возрастании коэффициента преломления с увеличением высоты, т.е. при $g_т > 0$ и $a_{зм\,э} < a_{зм}$. Это возможно при росте влажности воздуха с высотой, что, например, часто встречается в континентальных районах с умеренным климатом осенью и весной во время утренних приземных туманов.

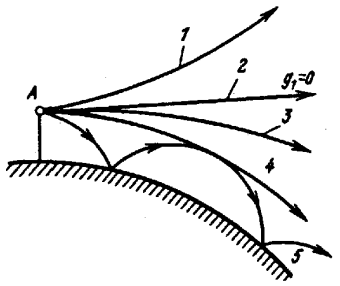


Рис. 18.4

Отсутствие рефракции, т.е. прямолинейное распространение волны (кривая *2*), возможно, когда $g_т = 0$.

Положительная рефракция наблюдается при убывании коэффициента преломления с высотой, т.е. когда $g_т < 0$, при этом $a_{зм\ э} > a_{зм}$. Различают четыре частных случая положительной рефракции:

стандартная рефракция при $g_т = -8 \cdot 10^{-8}$ м$^{-1}$; $a_{зм\ э} = 8500$ км. Это наиболее распространенный вид рефракции, характерный для среднего состояния тропосферы. Часто наблюдается в дневные часы;

повышенная рефракция (кривая *3*) при $g_т < -8 \cdot 10^{-8}$ м$^{-1}$; $a_{зм\ э} > 8500$ км. В континентальных районах средних широт она наиболее часто отмечается в вечерние, ночные и утренние часы летних месяцев за счет температурных инверсий (см. 17.2.1) и резкого уменьшения влажности с высотой;

критическая рефракция (кривая *4*) при $g_т = -31{,}4 \cdot 10^{-8}$ м$^{-1}$, $a_{зм\ э} = \infty$ поскольку при этом градиенте $\rho = a_{зм}$ и волна движется параллельно земной поверхности на постоянной высоте, как над плоскостью. Условия возникновения критической рефракции те же, что и для повышенной рефракции;

сверхрефракция, или волноводная рефракция (кривая *5*), при $g_т < -31{,}4 \cdot 10^{-8}$ м$^{-1}$; $a_{зм\ э} < 0$. В этом случае радиус кривизны траектории $\rho < a_{зм}$ и волна, отразившись от области высокого градиента, достигает поверхности Земли, отражается от нее, снова преломляется и т. д., т.е. появляется тропосферный волновод. Из-за малой вероятности появления таких волноводов данное явление не используется для регулярной работы радиолиний.

18.1.4. Траектория радиоволн в ионосфере

Согласно 17.3.1 относительная диэлектрическая проницаемость ионосферы меняется в пределах толщи ионосферы по сложному закону, уменьшаясь с высотой во внутренней ионосфере и увеличиваясь – во внешней. При этом значение $\varepsilon_{ги}$ может изменяться в широких пределах в зависимости от состояния ионизации и частоты распространяющейся волны. В таких условиях искривление траектории может быть значительным. В соответствии с законом $\varepsilon_{ги}(h)$ во внутренней ионосфере траектории пригибаются к Земле, во внешней – уходят от нее.

Положительная рефракция во внутренней ионосфере может стать такой, что волна, падающая на нижнюю границу ионосферы под углом $\varphi_0(h_0)$ (рис. 18.5), возвратится обратно на Землю. Это явления обычно называют *отражением от ионосферы*.

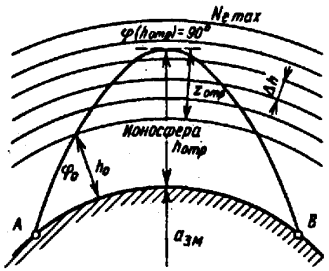


Рис. 18.5

Первое условие учитывает, что в результате рефракции угол падения должен достигнуть на какой-то высоте $h_{отр}$ значения $\varphi(h_{отр}) = 90°$. Согласно (18.9) это возможно, если коэффициент преломления $n_и(h_{отр}) = \sin\varphi_0(h_0)n_0$. У нижней границы ионосферы $n_0 \approx 1$ и первое условие принимает вид

$$n_и(h_{отр}) = \sin\varphi_0(h_0). \qquad (18.19)$$

Подставляя в (18.19) выражение $n_и = \sqrt{\varepsilon_{ги}}$ [см. (17.19)], находим электронную концентрацию (плотность), необходимую для отражения волны:

$$N_e(h_{отр}) = f^2 \cos^2 \varphi_0 / 80{,}8. \qquad (18.20)$$

Второе условие учитывает сферичность Земли и налагает ограничения на радиус кривизны траектории ρ. Чтобы волна вернулась на Землю, необходимо в области поворота траектории выполнение неравенства

$$\rho(h_{отр}) < (a_{зм} + h_{отр}). \qquad (18.21)$$

Согласно (18.13) при $\varphi(h_{отр}) = 90°$ $\rho(h_{отр}) = -n_и(h_{отр})/[dn_и/dh]$. Из (17.19) находим $dn_и/dh$ и после подстановки получаем

$$\rho(h_{отр}) = n_и(h_{отр}) f^2 / [40{,}4 dN_e/dh]. \qquad (18.22)$$

С учетом (18.22) из (18.21) находим величину градиента электронной плотности, необходимую для возвращения луча на Землю:

$$dN_e/dh > f^2 n_и^2(h_{отр})/[40{,}4(a_{зм} + h_{отр})]. \qquad (18.23)$$

Порядок величины этого градиента можно оценивать, взяв наиболее трудные условия: высокую частоту по условиям отражения $f =$ = 30 МГц, низкую высоту отражения $h_{отр} = 200$ км и $n_и(h_{отр}) \approx 1$. Под-

ставляя эти значения в (18.23), при $a_{зм} = 6370$ км получаем $dN_e/dh > 3{,}3 \cdot 10^6$ м$^{-4}$. Следовательно, для возвращения луча на Землю достаточно, чтобы в области ионосферы, где угол $\varphi(h_{отр})$ достигает 90°, электронная плотность возрастала всего лишь на 4 эл/см^3 при подъеме на 1 м. Такое условие всегда выполняется. Поэтому возможность отражения от ионосферы оценивается единственным условием (18.20).

Условие (18.23) важно в том отношении, что оно определяет знак градиента в области отражения. Поворот луча на Землю возможен только в тех участках ионосферы, где N_e увеличивается с высотой. Возвращение луча не может произойти непосредственно в области максимума электронной плотности и в любой части ионосферы, где N_e уменьшается с высотой.

Рассмотрим процесс отражения при вертикальном падении волны на ионосферу, когда согласно (18.13) при $\varphi_0(h_0) = 0$ траектория не искривляется. В то же время из (18.19) получаем, что условие отражения при вертикальном падении выполняется в области ионосферы, где $n_и(h_{отр}) = \sqrt{\varepsilon_{r\,и}(h_{отр})} = 0$, т.е. там, где диэлектрическая проницаемость достигает нулевого значения, что согласно (18.20) будет иметь место в области, где электронная плотность

$$N_e(h_{отр}) = f_в^{\,2}/80{,}8, \tag{18.24}$$

если $f_в$ – частота волны, вертикально падающей на ионосферу. В ионосферной плазме относительная диэлектрическая проницаемость достигает значения $\varepsilon_{rи} = 0$ там, где частота распространяющейся волны $\omega = 2\pi f$ равна собственной частоте колебаний электронов $\omega_e = \sqrt{e^2 N_e/(\varepsilon_0 m_e)}$ (17.21). В данной области коэффициент распространения $n_и = \omega\sqrt{\varepsilon_{а\,и}\mu_{а\,и}} = 0$, поэтому распространение волны с частотой $\omega = \omega_e$ невозможно и происходит поворот траектории обратно на Землю.

В заключение определим электронную плотность, необходимую для отражения при учете сферичности Земли. Согласно (18.8) при $n_0(h_0) = 1$ угол $\varphi(h)$ достигает 90° на той высоте $h_{отр}$, где $n_и(h_{отр}) = \sin\varphi_0(h_0)(a_{зм} + h_{отр})/(a_{зм} + h_{отр})$.

Учитывая, что $a_{зм} >> h_{отр}$ и подставляя значение $n_и(h_{отр})$ (18.19), находим

$$N_e(h_{отр}) = \frac{f^2}{80{,}8}\left[1 - \frac{\sin^2\varphi_0(h_0)}{(1 + z_{отр}/a_{зм})^2}\right], \tag{18.25}$$

где $z_{отр} = h_{отр} - h_0$ – высота точки отражения над нижней границей ионосферы (см. рис. 18.5). Из (18.25) видно, что при учете сферичности Земли электронная плотность, необходимая для отражения, зависит не только от частоты волны и угла падения на ионосферу, но и от высоты отражения.

Максимальные частоты волн, отражающихся от ионосферы. Из формулы (18.25) следует, что от ионосферы могут отражаться волны с частотами

$$f \le \sqrt{80{,}8 N_e(h_{отр})/[1 - \sin^2\varphi_0/(1 + z_{отр}/a_{зм})^2]} \tag{18.26}$$

или в приближении (18.20)

$$f \le \sqrt{80{,}8 N_e(h_{отр})}/\cos\varphi_0. \tag{18.27}$$

Отсюда следует, что чем выше частота волны, тем большая электронная плотность нужна для ее отражения. При этом согласно (18.20) и (18.25) для заданной частоты f электронная плотность, необходимая для отражения, уменьшается с увеличением угла падения φ_0.

По данным 17.1.2, электронная плотность ограничена значением $N_{e\,max}$, меняющимся во времени и в зависимости от географического положения точки наблюдения. Угол падения на ионосферу также ограничен значением φ_{0max} из-за сферичности Земли и ионосферы. Величина φ_{0max} соответствует траектории, касательной к земной поверхности:

$$\sin\varphi_{0\,max} = a_{зм}/(a_{зм} + h_0). \tag{18.28}$$

В результате существует ограничение по условиям отражения. При наблюдаемых значениях $N_{e\,max}$ и φ_{0max} максимально высокая частота волны, которая может отразиться от ионосферы, согласно (18.26)

$$f_{max} = \sqrt{80{,}8 N_{e\,max}/[1 - \sin^2\varphi_{0\,max}/(1 + z_{отр}/a_{зм})^2]}. \tag{18.29}$$

В приближении плоской Земли

$$f_{\max} = \sqrt{80{,}8 N_{e\max}} / \cos\varphi_{0\max}. \qquad (18.30)$$

Говоря об отражении от области максимума электронной плотности, следует помнить, что область поворота траектории к Земле во всех случаях располагается несколько ниже $N_{e\max}$.

Расчеты и измерения показывают, что в соответствии с реальными значениями $N_{e\max}$ и $\varphi_{0\max}$ условия отражения от ионосферы регулярно выполняются только для КВ, СВ и ДВ. Максимальные частоты волн, отражающихся при наклонном падении, имеют верхний предел около 30...40 МГц.

Максимальная частота волны, отражающейся при вертикальном падении на ионосферный слой, называется *критической частотой* этого слоя. Согласно (18.30) при $\varphi_0 = 0$

$$f_{\text{кр}} = \sqrt{80{,}8 N_{e\max}}. \qquad (18.31)$$

Критические частоты слоев E, $F1$ и $F2$, которые обозначаются как $f_{\text{кр}}E, f_{\text{кр}}F1$ и $f_{\text{кр}}F2$, измеряются с помощью ионосферных станций. Работа ионосферных станций основана на методе вертикального зондирования. Излучая вертикально вверх импульсы на различных частотах $f_{\text{в}}$ и измеряя время запаздывания отраженных импульсов, получаем высотно-частотные характеристики (ВЧХ), т.е. зависимость между $f_{\text{в}}$ и действующей высотой отражения $h_{\text{д}}$. Величина $h_{\text{д}}$ вычисляется в предположении, что импульс распространяется в ионосфере со скоростью света в свободном пространстве.

Многолетние измерения на станциях вертикального зондирования позволили получить обширные сведения о критических частотах и действующих высотах отражения от слоев ионосферы. В качестве иллюстрации на рис. 18.6 приведены графики, характеризующие усредненные зависимости критических частот $f_{\text{кр}}$ от времени суток, сезона, солнечной активности и широты точки наблюдения.

В некоторых случаях вертикальное зондирование ионосферы дополняют возвратно-наклонным зондированием (ВНЗ). С помощью станций ВНЗ получают дистанционно-частотные характеристики (ДЧХ), оценивающие условия отражения от ионосферы на разных удалениях (дистанциях) от станции ВНЗ.

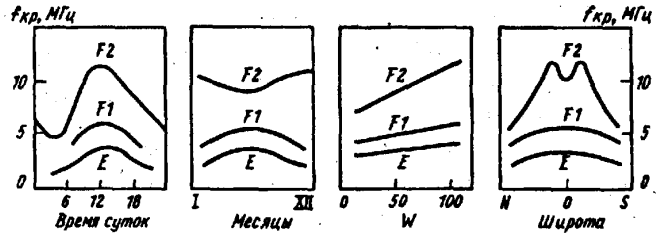


Рис. 18.6

Эквивалентные частоты по условиям отражения. Условия отражения при наклонном падении оценивают по данным вертикального зондирования ионосферы. Если известно, что при вертикальном падении волна с частотой $f_{\text{в}}$ отражается с высоты $h_{\text{отр}}$, то согласно (18.24) на этой высоте электронная плотность равна $N_e(h_{\text{отр}})$. Но из (18.20) видно, что такая же электронная плотность необходима для отражения волны с частотой f, падающей на ионосферу под углом φ_0. Приравнивая правые части (18.20) и (18.24), получаем соотношение между f и $f_{\text{в}}$:

$$f = f_{\text{в}} \sec\varphi_0. \qquad (18.32)$$

Это соотношение называется *законом секанса*, который показывает, что при наклонном падении от ионосферы отражаются волны с частотами в $\sec\varphi_0$ раз большими, чем при вертикальном падении. Если волны с частотами f и $f_{\text{в}}$ отражаются от одного и того же уровня электронной плотности, эти частоты называются *эквивалентными*.

Эквивалентную частоту при наклонном падении определяют с учетом сферичности Земли из выражений (18.25) и (18.24):

$$f = f_{\text{в}} / \sqrt{1 - \sin^2\varphi_0 / (1 + z_{\text{отр}} / a_{\text{зм}})^2}. \qquad (18.33)$$

При практических расчетах эту формулу часто используют в виде так называемого исправленного закона секанса:

$$f = f_{\text{в}} k_s \sec\varphi_0, \qquad (18.34)$$

где k_s – поправочный коэффициент, учитывающий кривизну Земли и ионосферы.

Простые траектории волн, отражающихся от ионосферы. Расчет радиолиний ведется в предположении, что волна распространяется по «простым» траекториям, т.е. по дуге большого круга, путем многократных последовательных отражений от ионосферы и поверхности Земли.

Реальные антенны, излучающие волны с частотами, которые отражаются от ионосферы ($f < 30...40$ МГц), имеют относительно широкую диаграмму направленности, поэтому на ионосферу одновременно падает пучок лучей под разными углами φ_0 (рис. 18.7). Согласно (18.20) чем круче траектория, тем глубже волна проникает в слой, т.е. отражение волн одной и той же частоты происходит на разных высотах. Это означает, что радиусы кривизны траекторий в зонах поворота на Землю неодинаковы. Градиент dN_e/dh, от которого зависит радиус кривизны (18.23), уменьшается при проникновении в глубь слоя. В нижней области слоя радиус кривизны увеличивается с высотой мало, поэтому более крутые траектории, проникая все глубже в слой (по мере уменьшения φ_0), отражаются и возвращаются на Землю, перекрывая все меньшие расстояния по Земле. Минимальное расстояние, перекрываемое по Земле волной, отраженной от ионосферы, называется *внешним радиусом мертвой зоны* $r_{мз}$ (см. рис. 18.7). При приближении области отражения к $N_{e\,max}$ радиус кривизны значительно увеличивается, и траектории с углами $\varphi_0 < \varphi_{0кр}$ возвращаются на Землю тем дальше, чем они круче (см. рис. 18.7).

Наибольшая дальность распространения волны за счет отражения от ионосферы, измеренная по Земле, соответствует траекториям, касательным к земной поверхности и отражающимся вблизи $N_{e\,max}$. Так,

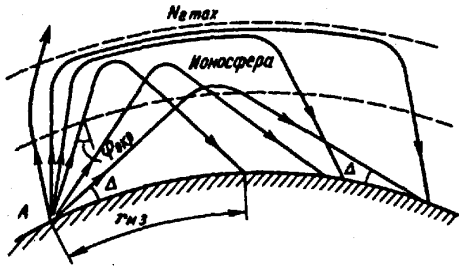


Рис. 18.7

для слоя $F2$ $r_{max} = 2500...4000$ км, для слоя E $r_{max} = 2000$ км. Если длина радиолинии больше r_{max}, то сигнал может достигать точки приема путем многократных последовательных отражений от ионосферы и поверхности Земли.

В 17.3.1 упоминалось, что в ионосферной плазме, находящейся под воздействием постоянного магнитного поля Земли, происходит двойное лучепреломление, когда одна волна расщепляется на две: обыкновенную и необыкновенную. Строгая теория [5] показывает, что обыкновенная составляющая с частотой $f > f_н$, где $f_н$ – гиромагнитная частота (17.21), отражается от более высокого уровня электронной плотности, чем необыкновенная.

18.2. Рассеяние радиоволн слабыми неоднородностями диэлектрической проницаемости атмосферы

В гл. 17 показано, что атмосфера представляет собой среду, в которой наблюдается медленное изменение по высоте диэлектрической проницаемости $\varepsilon_r(h)$ и одновременно существуют подвижные локальные объемы с диэлектрической проницаемостью, отличающуюся на небольшую величину $\Delta\varepsilon_r$ от диэлектрической проницаемости окружающего пространства. Как плавная неоднородность, так и локальные объемы являются источниками рассеяния радиоволн. *Процессом рассеяния* называют процесс переизлучения электромагнитного поля в неоднородной среде по направлениям, отличным от направления распространения первичного поля.

Структуру рассеянного поля представляют как многолучевую. Элементарные составляющие этой структуры появляются в результате рассеяния первичного поля в разных участках неоднородной среды. В зависимости от свойств рассеивателей различают два вида рассеяния: некогерентное и когерентное.

Некогерентное рассеяние есть результат переизлучения первичного поля подвижными локальными неоднородностями диэлектрической проницаемости, хаотически двигающимися в пространстве. В этом случае фазы элементарных полей, рассеянных отдельными неоднородностями, меняются во времени по случайным независимым законам.

Когерентное рассеяние есть результат сложения элементарных полей, фазы которых изменяются по детермированному (неслучайному) закону.

Свойства неоднородностей изменяются в пределах толщи атмосферы. Различают рассеяние радиоволн в тропосфере и ионосфере. Первый меха-

низм называется *дальним тропосферным распространением* (ДТР), второй – *ионосферным рассеянием* (ИР). Наиболее применим в системах связи механизм ДТР. В данном разделе характеристики рассеянного поля рассмотрены применительно к параметрам тропосферы и геометрии трасс ДТР.

При оценке условий рассеяния необходимо знать ту область тропосферы, которая эффективно участвует в формировании рассеянного поля на данной радиолинии. Эта область называется *эффективным рассеивающим объемом* или просто *рассеивающим объемом* $V_{рас}$. На линиях ДТР, где пункты приема всегда располагаются за линией горизонта, прием осуществляется за счет неоднородностей, существующих в области тропосферы, нижняя граница которой ограничивается плоскостями, касательными к Земле в точках расположения передатчика и приемника (рис. 18.8). Нижняя граница рассеивающего объема располагается на высоте

$$h_{min} \approx r^2 /(8a_{эм\,э}). \qquad (18.35)$$

В условиях средней рефракции для трасс протяженностью $r = 200...600$ км $h_{min} = 0{,}6...5$ км.

При работе с направленными антеннами размер рассеивающего объема ограничен областью пересечения телесных углов главных лепестков диаграмм направленности передающей и приемной антенн (см. рис. 18.8). Линейные размеры $V_{рас}$ пропорциональны ширине диаграмм направленности $\Delta\theta_0$, а объем $V_{рас}$ пропорционален $\Delta\theta_0^3$ [50]:

$$V_{рас} = r^3\Delta\theta_0{}^3 /(4\theta_{рас}); \theta_{рас} \approx r / a_{эм\,э}, \qquad (18.36)$$

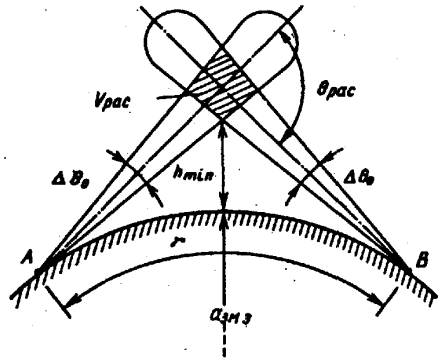


Рис. 18.8

где $\theta_{рас}$ – угол рассеяния, образованный пересечением направлений максимального излучения передающей антенны и максимального приема приемной антенны (см. рис. 18.8). На трассах протяженностью 200...600 км $\theta_{рас} \approx$ $\approx 1{,}3...4°$, т.е. объем рассеяния сильно вытянут вдоль трассы (рис. 18.9).

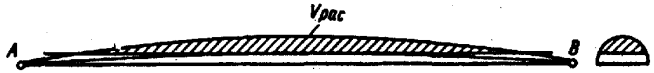


Рис. 18.9

В соответствии с высотой расположения рассеивающего объема в тропосфере, а также с учетом его размеров считают, что в пределах этого объема существуют неоднородности трех видов: локальные неоднородности турбулентного происхождения, инверсионные слои и плавная неоднородность $\varepsilon_{тт}(h)$. Неоднородности первого вида являются источниками некогеретно-рассеянного поля, два других – источниками когерентных составляющих поля.

Теоретические исследования [58] показывают, что интенсивность некогеретно-рассеянного поля имеет резко выраженный максимум при $\theta_{рас} = 0$, т.е. в направлении распространения первичного поля. Такой вид рассеяния называется *рассеянием вперед*, и его источниками являются слабые неоднородности, через которые основная часть энергии первичного поля проходит «вперед» и только малая часть рассеивается по боковым направлениям, что действительно наблюдается при ДТР. Интенсивность рассеянного поля этого вида быстро уменьшается по мере увеличения длины радиолинии, так как угол рассеяния $\theta_{рас}$ пропорционален r (18.36). С целью уменьшения угла $\theta_{рас}$ и тем самым увеличения напряженности поля в точке приема диаграммы направленности антенн на передаче и приеме стараются по возможности «прижать» к поверхности Земли.

Реальное поле ДТР, формируемое в результате некогерентного и когерентного рассеяний, подвержено быстрым и медленным флуктуациям во времени и в пространстве. Распределение амплитуд поля носит характер сложного нестационарного случайного процесса. Инженерные расчеты линий ДТР базируются в основном на статистически обобщенных результатах измерений.

18.3. Ослабление радиоволн в атмосфере

18.3.1. Ослабление в газах

При распространении радиоволн короче 3...4 см ($f > 7...10$ ГГц) в земной атмосфере происходит дополнительно к потерям в свободном пространстве (см. § 15.1) ослабление поля за счет поглощения в газах. Различают нерезонансное и резонансное поглощения.

Нерезонансное поглощение вызывается затратой энергии воздействующего поля на преодоление сил трения между молекулами, возникающими при вынужденном колебательном движении молекул под действием поля.

Резонансное поглощение связано с тем, что по законам квантовой механики каждая молекула того или иного вещества может поглощать (или излучать) только свои собственные наборы квантов энергии или соответствующие им наборы (спектры) частот.

При совпадении частоты поля с одной из дискретных частот внутримолекулярных переходов происходит поглощение энергии внешнего поля, в результате чего молекула переходит в более высокое энергетическое состояние. Из всех составляющих атмосферного газа в радиодиапазоне расположены спектры поглощения только кислорода и водяных паров.

Ослабление напряженности поля в кислороде и водяных парах измеряют модулем множителя ослабления в газах $V_г$ [см. (15.16)], который обычно выражают в децибелах:

$$V_г = \gamma_{H_2O} r_{H_2O} + \gamma_{O_2} r_{O_2}, \qquad (18.37)$$

где γ_{H_2O} и γ_{O_2} – коэффициенты ослабления, дБ/км, вблизи поверхности Земли соответственно для водяного пара и кислорода при горизонтальном распространении волны относительно поверхности Земли; r_{H_2O} и r_{O_2} – эффективные длины трасс для водяного пара и кислорода соответственно.

На рис. 18.10 приведены рассчитанные зависимости γ_{H_2O} и γ_{O_2} от частоты при средних метеорологических условиях. Из рисунка видно, что водяной пар имеет полосы поглощения с центрами поглощения вблизи частот 22, 183 и 320 ГГц, а кислород – вблизи частот 60 и 120 ГГц.

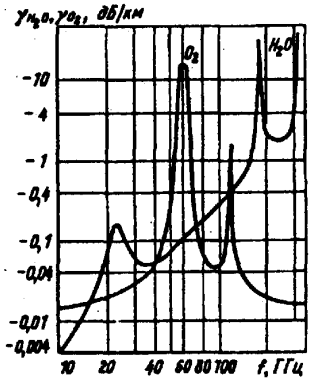


Рис. 18.10

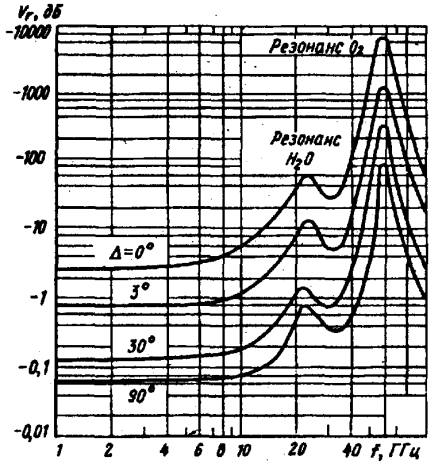


Рис. 18.11

Эффективные длины трасс r_{H_2O} и r_{O_2} учитывают неравномерные условия поглощения вдоль трассы. На наземных линиях $r_{H_2O} \approx r_{O_2} \approx r$, где r – геометрическая длина трассы. На космических линиях путь распространения волны проходит через всю толщу тропосферы. На такой трассе распределение кислорода и водяных паров изменяется по высоте. Кроме того, космический аппарат перемещается относительно наземного пункта и длина пути распространения изменяется в зависимости от угла возвышения траектории Δ относительно линии горизонта. На рис. 18.11 приведены рассчитанные значения множителя ослабления на различных частотах при разных углах Δ, справедливые для спокойной тропосферы, когда волна проходит всю ее толщу.

18.3.2. Ослабление в осадках

Различные атмосферные образования в виде конденсированных водяных паров – дождя, тумана, облаков, града, снега, которые состоят из отдельных частиц – капель, льдинок (гидрометеоров), являются причиной ослабления напряженности поля радиоволн. Ослабление вызывается, во-первых, нерезонансным поглощением в частицах

(см. 18.3.1) и, во-вторых, рассеянием энергии на частицах. Ослабление может также происходить за счет отражения от резко очерченной полосы осадков.

Ослабление в осадках начинает сказываться на частотах $f > 6$ ГГц ($\lambda < 5$ см) и особенно существенно на частотах $f > 10$ ГГц. При этом основное значение имеет ослабление в дожде, а также в тумане и облаках.

Ослабление в дожде. Множитель ослабления в дожде, выраженный в децибелах,

$$V_д = \gamma_д r_{эд}. \qquad (18.38)$$

На рис. 18.12 приведены зависимости коэффициента ослабления в дожде $\gamma_д$ от частоты при различной его интенсивности $J_д$. Видно, что $\gamma_д$ возрастает при увеличении частоты поля и интенсивности дождя.

Эффективная длина трассы $r_{эд}$ учитывает неравномерное распределение интенсивности дождя как вдоль поверхности Земли, так и по вертикали. На наземных линиях в условиях дождей слабой или средней интенсивности ($J_д < 20$ мм/ч $r_{эд} \approx r$). В остальных случаях

$$r_{эд} = k_r r, \qquad (18.39)$$

где k_r – коэффициент, определяемый по графику на рис. 18.13 в зависимости от r и $J_д$.

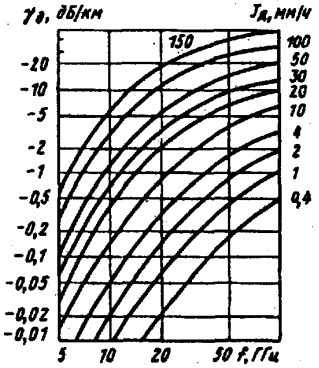


Рис. 18.12

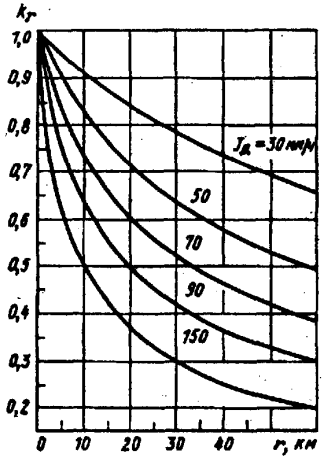


Рис. 18.13

Ослабление в тумане и облаках. Оно зависит от количества воды в единице объема, т.е. водности, а также от температуры воздуха и частоты распространяющейся волны.

Множитель ослабления в или облаках, выраженный в децибелах,

$$V_{то} = \gamma_{то} r_{то} \qquad (18.40)$$

при этом коэффициент ослабления

$$\gamma_{то} = k_{то} M_{то}, \qquad (18.41)$$

где $k_{то}$ – удельный коэффициент ослабления, дБ · км$^{-1}$/(г/м^3) (рис. 18.14); $M_{то}$ – водность, г/м^3

Водность туманов в среднем оценивается величиной $M_т \approx 0{,}25$ г/м^3, а облаков изменяется в широких пределах: $M_о \approx (0{,}1 \ldots 8)$ г/м^3.

На наземных линиях путь, проходимый волной в тумане ($r_т$), примерно равен длине трассы r. На космических линиях этот путь зависит от угла возвышения траектории Δ и вертикального размера зоны тумана или облаков $l_{то}$:

$$r_{то}(\Delta) = l_{то} \operatorname{cosec} \Delta, \qquad (18.42)$$

где $l_т \approx 0{,}3 \ldots 2{,}3$ км, а $l_о \le 10$ км.

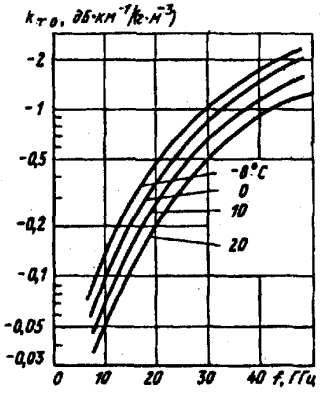


Рис. 18.14

18.3.3. Ослабление в ионосфере

Различают два вида ослабления энергии волны при распространении в ионосфере: поглощение (тепловые потери) и поляризационные потери за счет эффекта Фарадея.

Поглощение. В ионосфере с конечной проводимостью модуль множителя ослабления

$$V_и = \exp[-\Gamma_и(r)], \qquad (18.43)$$

где $\Gamma_и(r) = \int_r \delta_и(r)dr$ – интегральный коэффициент поглощения на пути r, вдоль которого закон изменения коэффициента поглощения определяется функцией $\delta_и(r)$.

Коэффициент поглощения на элементарном отрезке dr, где $\delta_и$ можно считать постоянным,

$$\delta_и = 60\pi\delta_и / \sqrt{\varepsilon_{r\,и}} = \delta_и /(2c_0\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon_{r\,и}}), \qquad (18.44)$$

где согласно (17.17) и (17.18) при $\omega^2 >> \nu_{эф}^2$ проводимость ионосферы $\delta_и = 1 - e^2 N_e \nu_{эф}(m_e\varepsilon_0\omega^2)$ – относительная диэлектрическая проницаемость ионосферы.

Выражение (18.44) запишем через коэффициент преломления $n_и^2 = \varepsilon_{rи}$. Для этого представим выражение для удельной проводимости как

$$\delta_и = \varepsilon_0\nu_{эф}(1 - \varepsilon_{r\,и}) \qquad (18.45)$$

и, подставив (18.45) в (18.44), получим коэффициент поглощения

$$\delta_и = \nu_{эф}(1 - n_и^2)/(2c_0 n_и). \qquad (18.46)$$

Различают два случая поглощения. Первый случай соответствует так называемому *отклоняющему поглощению*. В слое, где происходит отражение, траектория волны сильно отклоняется от прямолинейной. В этом случае $n_и < 1$ и расчет коэффициента поглощения ведут по (18.46). Второй случай относится к слоям, через которые волна проходит без отражения и где коэффициент преломления $n_и \approx 1$. В этих слоях поглощение называют неотклоняющим и (18.46) преобразуют к виду

$$\delta_и = \nu_{эф}(1 - n_и^2)/(2c_0). \qquad (18.47)$$

Напомним, что интегральный коэффициент поглощения $\Gamma_и$ (18.43) определяется не только $\delta_и$, но и длиной пути r. В неотклоняющей области $\Gamma_и$ увеличивается с понижением частоты и увеличением длины трассы (при фиксированной частоте). В отклоняющей области зависимости обратные. С увеличением длины трассы и понижением частоты отклоняющее поглощение уменьшается, поскольку уменьшается глубина проникновения волн в отражающий слой.

Результирующая частотная зависимость поглощения $\Gamma_и$ как сумма неотклоняющего и отклоняющего поглощений может быть разной.

Поляризационные потери за счет эффекта Фарадея. Ионосфера под влиянием постоянного магнитного поля Земли приобретает анизотропные свойства (см. 17.3.1). Первичная линейно поляризованная волна в ионосфере расщепляется на две составляющие с круговой поляризацией и противоположным направлением вращения векторов поля. Каждой составляющей соответствует свой коэффициент преломления: обыкновенной – $n_и^0$, необыкновенной – $n_и^x$, что обусловливает их разную скорость распространения и разный пространственный набег фазы. При прохождении элемента пути $dr_и$ изменение фазы

$$d\varphi^{0,x} = (2\pi/\lambda)n_и^{0,x}dr_и,$$

а при прохождении пути $r_и$

$$\varphi_{r_и}^{0,x} = (2\pi/\lambda)\int_{r_и} n_и^{0,x}(r_и)dr_и, \qquad (18.48)$$

где $n_и^{0,x}(r_и)$ – закон изменения коэффициента преломления на пути $r_и$ для обыкновенной и необыкновенной составляющих.

Появляющийся сдвиг фаз $\varphi_{r_и}^0 - \varphi_{r_и}^x$ после прохождения пути $r_и$ в ионосфере является причиной того, что плоскость поляризации результирующего линейно поляризованного поля (сумма двух составляющих с круговой поляризацией) оказывается повернутой относительно первоначального положения на угол $\psi_ф$ Величина этого угла зависит от сдвига фаз между суммирующимися волнами. Согласно (18.48) среднее за период волны значение

$$\psi_ф = \frac{1}{2}(\varphi_{r_и}^0 - \varphi_{r_и}^x) = \frac{\pi}{\lambda}\int_{r_и}(n_и^0 - n_и^x)dr_и. \qquad (18.49)$$

Поворот плоскости поляризации поля при распространении в анизотропной среде называется *эффектом Фарадея*. Этот эффект приводит к рассогласованию приемной антенны и поляризации принимаемой волны, что эквивалентно потерям (см. гл. 5).

Литература: *основная* [*58, 59*], *дополнительная* [*5, 13*].

Контрольные вопросы

1. От чего зависит угол наклона и радиус кривизны траектории волны на некоторой высоте в атмосфере?
2. При каких метеоусловиях наблюдается положительная или отрицательная рефракция в тропосфере?
3. Что такое эквивалентный радиус Земли и когда это понятие справедливо?
4. Что такое критическая частота ионосферного слоя и как определить эквивалентную ей частоту при наклонном падении?
5. Чем ограничен верхний предел частоты волн, отражающихся от ионосферы?
6.* Поясните наличие двух критических частот ионосферного слоя.
7.* Почему при наклонном распространении волны через ионосферу ее поляризация меняется?
8. Чем отличаются процессы некогерентного и когерентного рассеяний?
9.* При каких условиях может наблюдаться рассеяние вперед?
10. Чем объясняется частотная зависимость ослабления поля в газах?
11. Что такое эффективная длина трассы при расчете ослабления поля в осадках?
12. Поясните термины «отклоняющее» и «неотклоняющее» поглощение в ионосфере.

Глава 19. ЗАМИРАНИЯ СИГНАЛА. ИСКАЖЕНИЯ СИГНАЛА. ПОМЕХИ РАДИОПРИЕМУ

19.1. Замирания сигнала

Прием информации в каналах связи и вещания всегда сопровождается флуктуациями амплитуды сигнала во времени. Такие флуктуации, называемые *замираниями*, обычно протекают как случайный процесс с квазипериодом от долей секунды до десятков минут. Основной характеристикой замираний является их глубина. *Глубиной замирания* называется отклонение мгновенного значения амплитуды сигнала от какого-либо условного уровня (обычно медианного). Глубина замираний может достигать десятков децибел.

Основные причины замираний. К основным причинам замираний относятся следующие:

1. Распространение радиоволн происходит по разным траекториям, и в пункте приема обычно наблюдается многолучевая структура поля, которая является причиной так называемых *интерференционных замираний*.

В зоне прямой видимости поле земной волны есть результат интерференции прямой волны и волны, отраженной от поверхности Земли. На линиях, использующих эффект рассеяния на неоднородностях атмосферы, принимаемое поле есть результат интерференции множества волн, рассеянных в разных участках объема рассеяния. На линиях, использующих отражение радиоволн от ионосферы, многолучевая структура поля обусловлена одновременным приемом волн, претерпевшим различное число отражений от ионосферы.

Наиболее быстрые замирания интерференционного происхождения обусловлены случайным изменением фазовых соотношений отдельных составляющих. В пределах диапазона УКВ изменение фазы на 180°, т. е. длины пути на $\lambda/2$, происходит при случайном отклонении длин тра-

екторий всего на единицы сантиметров (или метров) при общей их длине в десятки–тысячи километров. Такие отклонения могут появиться при самых незначительных флуктуациях параметров атмосферы.

2. Второй причиной замираний являются случайные изменения условий ослабления на трассе. Например, случайное ослабление земной волны может быть вызвано экранирующим действием Земли, которое меняется в зависимости от условий рефракции, т.е. метеоусловий. Эти флуктуации протекают значительно медленнее, чем интерференционные замирания.

3. Третий вид замираний, называемых *поляризационными*, связан со случайными изменениями поляризации принимаемого поля. Этот вид флуктуаций приводит к рассогласованию поляризации приемной антенны и принимаемого поля. В результате появляются случайные колебания уровня сигнала на входе приемника.

Распределение амплитуд сигнала при замираниях. Как всякая случайная величина, уровень флуктуирующего сигнала может быть оценен только статистически. В целом нестационарный процесс замираний обычно разделяют на два стационарных: процесс флуктуаций средних значений поля и процесс быстрых флуктуаций около этих средних. Первый вид флуктуаций называется *медленными замираниями*, второй – *быстрыми*.

Наиболее часто встречающееся распределение амплитуд сигнала при быстрых интерференционных замираниях близко к распределению Рэлея:

$$T(U) = \exp(-0{,}69U^2 / U_m{}^2), \qquad (19.1)$$

где $T(U)$ – вероятность превышения уровня U; U_m – медианное значение, т.е. значение, превышаемое в течение 50 % времени.

При медленных замираниях распределение мгновенных значений уровня сигнала часто аппроксимируется нормально-логарифмическим законом:

$$T(U) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{x} \exp(-x^2/2)dx, \qquad (19.2)$$

где $x = (\lg U - \lg U_m)/\lg\sigma$; σ – стандартное отклонение. В ряде случаев интегральный закон удобно записать как вероятность того, что амплитуда сигнала меньше U, т.е. в виде

$$T'(U) = 1 - T(U). \qquad (19.3)$$

Пространственная корреляция замираний. Если двух разнесенных точек приема достигают волны, распространяющиеся в достаточно разнесенных областях атмосферы, где флуктуации параметров протекают некоррелировано, то в этих двух точках приема процесс флуктуаций поля протекает также некоррелировано. Статистическая связь замираний в двух пространственно-разнесенных точках описывается пространственной корреляционной функцией $k(l)$. Поскольку статистическая связь замираний уменьшается по мере увеличения пространственного разноса l, то $k(l)$ есть убывающая функция. Принято считать, что замирания статистически независимы, если $k(l)$ убывает до значения $k(l_м) = 1/e = 0{,}37$. Соответствующее значение $l = l_м$ называется *масштабом пространственной корреляции замираний*. Вид функции $k(l)$ и значение $l_м$ зависят от механизма распространения.

Частотная корреляция замираний. При одновременной передаче информации на двух частотах статистическая связь между интерференционными замираниями уменьшается по мере увеличения частотного разнесения. Это связано с тем, что пространственный набег фаз есть функция частоты поля: $\Delta\varphi = 2\pi f\Delta r/c_0$.

Статистическая связь замираний на двух частотах, разнесенных на величину Δf, описывается частотной корреляционной функцией $k(\Delta f)$. Значение $\Delta f = \Delta f_м$, при котором $k(\Delta f) = 1/e$, называется *масштабом частотной корреляции*.

Временная корреляция замираний. Если наблюдать изменения уровней сигнала, разнесенных во времени на интервал Δt, то по мере увеличения Δt обнаруживается все меньшая статистическая связь между замираниями, поскольку меняется мгновенная картина распределения параметров атмосферы.

Статистическая связь замираний при временном разнесении характеризуется временной корреляционной функцией $k(\Delta t)$ и значением масштаба временной корреляции $\Delta t_м$, при котором $k(\Delta t_м) = 1/e$.

Разнесенный прием. Свойства пространственной и частотной некоррелированности (избирательности) замираний широко используются для повышения устойчивости работы линий связи.

Пространственная избирательность позволяет повышать устойчивость работы путем приема информации на две и более антенн, раз-

несенных на расстояние $l > l_м$. Каждая антенна подключается к своему приемнику, выходы которых соединяются. Поскольку флуктуации в каждом канале протекают независимо, то вероятность того, что амплитуда результирующего сигнала будет ниже U, уменьшается по сравнению с одиночным приемом.

Система частотно-разнесенного приема строится по аналогичному принципу. Передача и прием информации ведутся одновременно на двух и более частотах, разнесенных на величину $\Delta f > \Delta f_м$.

Временна́я некоррелированность замираний используется для повышения достоверности приема информации путем многократной ее передачи со сдвигом во времени.

В некоторых случаях используется поляризационно-разнесенный прием, т.е. одновременный прием сигнала на две антенны с ортогональными поляризациями, подключенными к двум приемникам. Однако часто в зависимости от механизма распространения коэффициент корреляции случайных колебаний уровня сигнала на двух взаимно перпендикулярных поляризациях оказывается недостаточно низким, так что существенного выигрыша в устойчивости работы радиолиний при сложении этих сигналов не получается.

19.2. Искажения сигналов в тракте распространения

Существуют две причины искажения сигналов, связанные с трактом распространения, – флуктуирующая многолучевость и дисперсионные свойства ионосферы. Только на космических линиях, где связь осуществляется прямой волной (см. гл. 14), дисперсия является основной причиной искажений. При всех остальных механизмах распространения искажения определяются флуктуирующей многолучевостью. Рассмотрим этот вид искажений.

Каждый сигнал несет информацию в пределах некоторой полосы частот от $f_н = f_0 - \Delta f$ до $f_в = f_0 + \Delta f$. Чем больше отличаются $f_н$ и $f_в$, тем меньше коэффициент корреляции между интерференционными замираниями на отдельных частотных составляющих спектра сигнала, т.е. в большей степени проявляется частотная избирательность замираний (см. § 19.1). Это означает, что в один и тот же момент времени некоторые составляющие спектра сигнала будут усилены, а другие ослаблены, т.е. произойдет искажение формы сигнала.

Для того чтобы искажения не превышали определенной нормы, полоса сигнала должна быть ограничена:

$$\Delta f_{max} << 1/\Delta t_{max}, \qquad (19.4)$$

где Δt_{max} – максимальное время запаздывания нескольких волн, приходящих в точку приема, зависящее от механизма многолучевого распространения.

При передаче импульсных сигналов все сказанное выше остается в силе, но появляется еще один аспект влияния многолучевости. Если импульсные сигналы, распространяясь по различным траекториям, приходят в точку приема с определенным временем запаздывания, то при их наложении длительность результирующего импульса отличается от исходной, т.е. возникают временные искажения. Для того чтобы эти искажения не превышали допустимого значения, длительность импульса должна быть в несколько раз больше максимального времени запаздывания, т.е. скорость передачи информации ограничивается условиями распространения.

Рассмотрим теперь дисперсионные искажения, возникающие при передаче информации через ионосферу. Ионосфера относится к классу диспергирующих сред, в которых фазовая скорость распространения волны с частотой f

$$c_ф = c_0/n(f), \qquad (19.5)$$

где $n(f) = \sqrt{\varepsilon_r(f)}$ – коэффициент преломления ионосферы; c_0 – скорость света в свободном пространстве. При распространении в такой среде сигнала с частотным спектром $2\Delta f$ каждой спектральной составляющей соответствуют своя фазовая скорость и соответственно свое время распространения. В результате отдельные составляющие достигают точки приема с некоторыми сдвигами по времени, что и является причиной дисперсионных искажений.

При передаче информации в аналоговой форме дисперсионные искажения считают малыми, если

$$\Delta f_{max}\Delta t_{max} << 1, \qquad (19.6)$$

где Δt_{max} – максимальная разность во времени распространения крайних составляющих спектра сигнала.

При импульсной работе считают, что импульс почти не искажается, если его длительность

$$\tau >> \sqrt{(2\pi r / c_0)\,|\psi(f)|}, \qquad (19.7)$$

где r – путь, проходимый импульсным сигналом; $\psi(f)$ – параметр, зависящий от дисперсионных свойств среды [5].

19.3. Помехи радиоприему

19.3.1. Классификация источников внешних помех. Полная мощность шума на входе приемника

Работа любой радиолинии проходит в условиях, когда на вход приемного устройства кроме полезного сигнала всегда воздействуют и внешние помехи. К внешним помехам (шумам) обычно относят: шумы космического происхождения; шумы, вызванные радиоизлучением поверхности Земли; атмосферные помехи, возникающие в результате разрядов молний; промышленные помехи, обусловленные излучением различных промышленных и бытовых электрических установок; помехи станций при работе нескольких радиолиний на одинаковых или близких частотах.

Названные виды помех имеют свои особенности, основной из которых является различная зависимость интенсивности от частоты. Поэтому при расчете конкретных радиолиний обычно устывают не все, а лишь преобладающие в данном диапазоне виды внешних помех.

По своей пространственной протяженности внешние помехи можно разделить на дисктерные и протяженные. К источникам дискретных шумов относят такие, угловые размеры которых меньше ширины ДН приемной антенны. Остальные источники, излучение которых распеделено в широком интервале углов, относят к протяженным. Для реально используемых антенн дисктерными источниками обычно являются Солнце, Луна, радиозвезды, планеты и др. При определении энергетического потенциала радиолиний помехи от дискретных источников учитывают только в тех случаях, когда по условиям работы их

излучение должно длительное время восприниматься главным лепестком или сильными боковыми лепестками ДН приемной антенны.

Интенсивность источников внешних помех оценивают различными параметрами.

На частотах выше примерно 100 МГц основным параметром, используемым для этой цели, является яркостная температура. *Яркостной температурой* $T_я$ источника шума называется температура абсолютно черного тела, создающего в пункте приема такую же спектральную плотность излучения, как и реальный источник. Реально внешние шумы неравномерно распределены в пространстве, поэтому яркостная температура является функцией угловых координат: $T_я(\Delta, \varphi)$, где Δ и φ – сферические угловые координаты (центр сферы находится в точке наблюдения).

Уровень шума на выходе приемной антенны зависит как от $T_я(\Delta, \varphi)$, так и от направленных свойств приемной антенны. Для оценки мощности шума на выходе приемной антенны вводят понятие шумовой температуры антенны. *Шумовой температурой антенны* называется температура сопротивления, равного входному сопротивлению приемника, при которой на входе приемника выделяется та же мощность шума, что и от реального внешнего источника.

Шумовая температура антенны (антенная температура) определяется интегралом по полному телесному углу $\Omega = 4\pi$ из точки расположения приемной антенны:

$$T_{ш\,A} = \frac{1}{4\pi}\int_{\Omega} T_я(\Delta, \varphi) G(\Delta, \varphi) d\Omega, \qquad (19.8)$$

где $G(\Delta, \varphi)$ – коэффициент усиления приемной антенны; $d\Omega = \sin\Delta d\Delta d\varphi$.

Точное интегрирование в (19.8) для реальных характеристик $T_я(\Delta, \varphi)$ и $G(\Delta, \varphi)$ вызывает большие трудности. На практике часто встречаются два случая:

1. В пределах ДН антенны яркостная температура почти постоянна. В этом случае в (19.8) величину $T_я$ можно вынести за знак интеграла. Кроме того, соотношение $G(\Delta, \varphi) = G_{max} F^2(\Delta, \varphi)$, где $F(\Delta, \varphi)$ – нормированная диаграмма направленности антенны, позволяет вывести за знак интеграла G_{max}. Тогда

$$T_{\text{ш A}} = \frac{1}{4\pi} G_{\max} T_{\text{я}} \int_{4\pi} F^2(\Delta, \varphi) d\Omega.$$

Теперь учтем, что $G_{\max} \approx D_{\max} = 4\pi / \int_{4\pi} F^2(\Delta, \varphi) d\Omega$, и получим простое соотношение $T_{\text{шА}} = T_{\text{я}}$. Этот случай наиболее характерен при приеме шумов протяженных источников узконаправленными антеннами с низким уровнем боковых лепестков.

2. Угловые размеры источника помехи малы по сравнению с шириной ДН антенны, т.е. телесный угол источника $\Omega_{\text{и}}$ много меньше телесного угла диаграммы антенны $\Omega_{\text{А}}$ ($\Omega_{\text{и}} << \Omega_{\text{А}}$). При этом можно считать, что в пределах телесного угла источника $G(\Delta, \varphi) = \text{const}$ и $T_{\text{шА}} \approx T_{\text{ср}} \Omega_{\text{и}} / \Omega_{\text{А}}$, где $T_{\text{ср}} = \frac{1}{\Omega_{\text{и}}} \int_{\Omega_{\text{и}}} T_{\text{я}}(\Delta, \varphi) d\Omega$ – среднее значение яркостной температуры источника шума. Этот случай обычно имеет место при приеме излучений дискретных источников.

Определив суммарную шумовую температуру антенны, обусловленную действием всех источников, можно рассчитать полную мощность внешних (сокращенно – вш) шумов, создаваемых в нагрузке антенны:

$$P'_{\text{швш}} = kT_{\text{шА}} \Delta f, \qquad (19.9)$$

где $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Вт · Гц$^{-1}$ · град$^{-1}$ – постоянная Больцмана; Δf – эквивалентная шумовая полоса приемника.

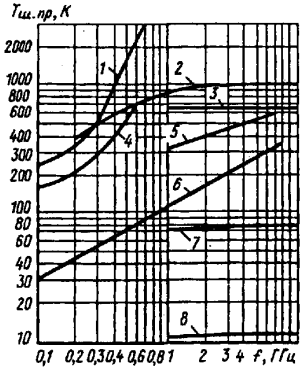


Рис. 19.1

Кроме внешних шумов на вход приемного устройства воздействуют и внутренние шумы, обусловленные тепловым излучением электронов в материале фидера и элементах приемника, которые также характеризуются шумовой температурой. Шумовая температура фидера $T_{\text{шф}}$ зависит от его термодинамической температуры $T_{\text{ф}}$ и коэффициента полезного действия $\eta_{\text{ф}}$: $T_{\text{шф}} = T_{\text{ф}}(1 - \eta_{\text{ф}})$. Шумовая температура приемника $T_{\text{шпр}}$, обусловленная внутренними шумами, зависит от типа и конструкции его входных цепей. Для общей оценки на рис. 19.1 приведены зависимости $T_{\text{шпр}}$ от частоты для приемников с различными типами входных элементов: *1* – транзисторы; *2* – диодные смесители; *3* – туннельные диоды; *4* – электронные лампы, *5* – лампы бегущей волны, *6* – параметрические усилители, *7* – мазеры, охлаждаемые жидким азотом; *8* – мазеры, охлаждаемые жидким гелием.

Таким образом, полная шумовая температура на входе приемника

$$T_{\text{ш}} = T_{\text{шпр}} + T_{\text{шф}} + T_{\text{шА}} \eta_{\Phi}. \qquad (19.10)$$

Физически величина $T_{\text{ш}}$ показывает, до какой температуры следует нагреть активное сопротивление, равное входному сопротивлению приемника, чтобы мощность шумов, выделяемых на этом сопротивлении, была равна мощности всех шумов системы, измеренной в той же полосе частот (обычно 1 Гц).

Полная мощность шумов на входе приемника

$$P_{\text{швх}} = kT_{\text{ш}} \Delta f. \qquad (19.11)$$

На частотах ниже 100 МГц интенсивность внешних помех оценивается, как правило, по напряженности поля $E_{\text{п}}$ в полосе частот 1 кГц. В этом случае, как показано в [1], напряжение ненаправленных (протяженных) помех на входе согласованного приемника

$$U_{\text{п}} = 0{,}5 E_{\text{п}} l_{\text{д}} \sqrt{\Delta f}, \qquad (19.12)$$

где Δf – полоса частот, в которой производится прием, кГц; $l_{\text{д}}$ – действующая длина приемной антенны (см. гл. 5).

Мощность, развиваемая внешними помехами на входе приемника,

$$P_{\text{швх}} = U_{\text{п}}^2 / (2Z_{\text{в}}), \qquad (19.13)$$

где $Z_{\text{в}}$ – волновое сопротивление фидера.

19.3.2. Характеристики источников внешних помех (шумов)

Шумы космического происхождения. Космическое (галактическое) радиоизлучение состоит из общего фона и излучения дискретных источников. Общий фон имеет непрерывное, хотя и неравномерное, пространственное распределение и обладает непрерывным час-

тотным спектром. Космический фон образуется за счет как теплового радиоизлучения межзвездного ионизированного газа, так и нетеплового излучения, возникающего в результате неравномерного движения заряженных частиц в межзвездных магнитных полях.

Яркостная температура космического фона $T_{як}$ неравномерно распределена в пространстве: максимум излучения наблюдается в направлении Млечного Пути. На рис. 19.2 представлена зависимость $T_{як}$ от частоты, из которой следует, что при увеличении частоты интенсивность космического фона падает и на частотах более 1 ГГц она пренебрежимо мала.

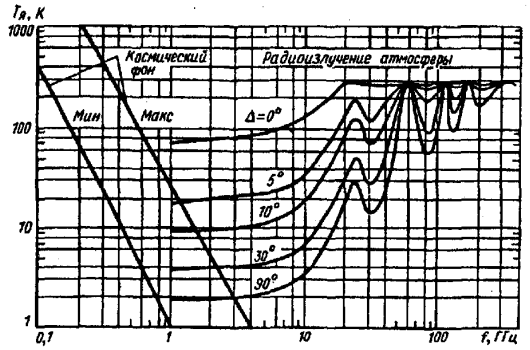


Рис. 19.2

Среди дискретных источников космического излучения наиболее ярким является Солнце. Значительную интенсивность имеют также Юпитер, Венера, Луна и др. На рис. 19.3 приведены зависимости яркостной температуры некоторых дискретных источников от частоты. Наиболее ярким источником космического излучения является Солнце (кривые *1* и *2* соответственно при минимальной и максимальной активности Солнца). Значительную интенсивность имеют также Юпитер (кривая *3*), Венера (кривая *4*), Луна (кривая *5*) и др.

Радиоизлучение атмосферы. Основными источниками радиоизлучения в атмосфере являются кислород, водяной пар и гидрометеоры. Можно выделить нерезонансное и резонансное излучения атмосферы. *Нерезонансное излучение* обусловлено хаотическим (тепловым) движением молекул. *Резонансное излучение* возникает при самопроизвольном (спонтанном) переходе молекул из состояния с большим энергетическим уровнем в состояние с меньшим энергетическим уровнем. Резонансные частоты излучения совпадают с линиями поглощения (см. 18.3.1).

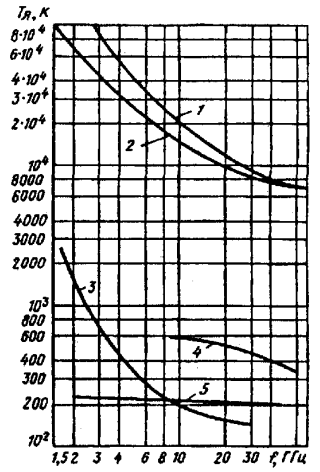


Рис. 19.3

Интенсивность атмосферного радиоизлучения в определенном направлении зависит от метеорологических условий и толщи атмосферы в этом направлении, которая связана с углом возвышения (углом места) Δ. При увеличении Δ толща атмосферы, создающая шум, уменьшается и, следовательно, уменьшается яркостная температура атмосферы $T_{яа}$. На рис. 19.2 приведены кривые, характеризующие зависимость $T_{яа}$ от частоты для различных значений углов Δ и метеорологических условий, типичных для летнего периода.

Радиоизлучение земной поверхности. Поверхность Земли, как и всякое нагретое тело, является источником электромагнитного излучения в очень широком диапазоне частот. Яркостная температура радиоизлучения земной поверхности $T_{язм}$ может быть определена как

$$T_{язм} = T_{зм}(1 - R^2), \qquad (19.14)$$

где $T_{зм} = 290$ К – термодинамическая температура Земли; R – коэффициент отражения от Земли (см. 16.2.1).

Антенная температура, обусловленная радиоизлучением Земли, зависит не только от яркостной температуры $T_{язм}$, но и от ориентации и формы ДН антенны. При использовании антенн с достаточно узкой ДН для уменьшения влияния радиоизлучения земной поверхности целесообразно работать при углах возвышения $\Delta \geq 5°$. В этом случае излучение Земли будет приниматься не главным, а только боковыми лепестками ДН приемной антенны. Одним из основных требований к

наземным антеннам на космических линиях является требование минимального уровня боковых лепестков ДН.

Атмосферные помехи. Атмосферные помехи обусловлены электромагнитным излучением, возникающим при грозовых разрядах. Разряд молнии является мощным источником излучения с широким непрерывным спектром частот. Максимальная интенсивность изучения соответствует области звуковых частот. В диапазоне радиоволн интенсивность излучения убывает примерно обратно пропорционально частоте и, следовательно, атмосферные помехи оказывают тем меньшее влияние на работу радиолиний, чем выше частота. На рис. 19.4 приведены усредненные данные, позволяющие оценивать порядок уровня атмосферных помех в средних широтах в дневное (кривая *1*) и ночное (кривая *2*) время.

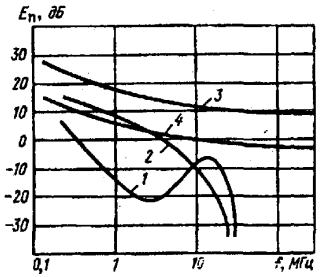


Рис. 19.4

Промышленные помехи. Промышленные (индустриальные) помехи обусловлены излучением промышленных, транспортных, бытовых и других электрических установок. В городе они лимитируют условия приема на частотах примерно от 1 до 100...300 МГц. Уровень индустриальных помех меняется в зависимости от насыщенности того или иного района электрическими установками, принятых мер по экранировке излучений и пр. Усредненные уровни помех этого вида в больших городах и пригородах можно оценить по кривым *3* и *4* на рис. 19.4.

Помехи станций. В настоящее время количество радиосредств различного назначения настолько велико, что многие из них вынуждены работать на одинаковых или близких частотах, в результате чего возникают взаимные помехи (помехи станций). Несмотря на применение организационных и технических мероприятий, направленных на улучшение электромагнитной обстановки, помехи станций весьма существенны, а в некоторых диапазонах они являются преобладающими. Методы количественной оценки уровня помех станций различны в разных диапазонах волн.

В диапазоне УКВ вследствие особенностей распространения этих волн радиус действия мешающих станций ограничен. Поэтому имеется возможность оценить уровень помех расчетным путем, учитывая условия распространения, пространственное расположение и технические характеристики мешающих станций. Расчет может производиться теми же методами, что и расчет уровня полезного сигнала.

В диапазоне КВ оценка уровня помех станций расчетным путем, как правило, невозможна. Это обусловлено тем, что помехи создаются не только близко расположенными станциями, но и в соответствии с особенностями распространения КВ огромным числом радиостанций, удаленных на многие тысячи километров от точки приема. Расчет усложняется также весьма многообразными и изменчивыми условиями распространения. Поэтому в настоящее время надежные данные можно получить только экспериментальным путем на основе статистической обработки результатов длительных измерений [57].

В диапазонах СВ и ДВ вследствие довольно стабильных условий распространения расчет уровня помех станций может производиться теми же методами, что и расчет уровня полезного сигнала с учетом пространственного расположения и технических характеристик мешающих станций.

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*50, 57, 5*].

Контрольные вопросы

1. Какие явления в тракте распространения вызывают случайные колебания уровня принимаемого сигнала?
2. Каковы причины пространственной и частотной избирательности интерференционных замираний?
3. Что ограничивает неискаженную ширину спектра сигнала при многолучевом приеме или при дисперсии сигнала?
4. Какими параметрами оценивается интенсивность внешних помех в различных диапазонах радиоволн?
5. Дайте характеристику внешних помех от различных источников.
6. Какие виды внешних помех являются преобладающими в различных диапазонах радиоволн?
7*. Какие виды шумов являются преобладающими на радиорелейных линиях?
8*. Какие виды шумов являются преобладающими на космических радиолиниях?

Глава 20. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УКВ НА НАЗЕМНЫХ РАДИОЛИНИЯХ

20.1. Распространение УКВ земной волной

20.1.1. Области применения

К диапазону УКВ относят радиоволны длиной от 0,1 мм до 10 м (частоты от 30 МГц до 3000 ГГц). Характерной особенностью этого диапазона является его большая частотная емкость, позволяющая передавать широкополосную информацию.

Ультракороткие волны широко применяются в наземных системах связи и вещания. Большинство таких систем работает на земной волне. Исключение составляют лишь линии связи, работающие на волнах, рассеянных в атмосфере (см. § 20.2).

В рассматриваемом диапазоне волн устойчивая работа на земной волне ограничена расстоянием прямой видимости (десятки километров). Для передачи информации на расстоянии в сотни и тысячи километров используют радиорелейные линии (РРЛ) с интервалами в пределах прямой видимости.

Системы телевизионного и звукового вещания работают на волнах метрового и дециметрового диапазонов. Устойчивый радиус действия вещательных передатчиков в этих диапазонах также ограничен расстоянием порядка прямой видимости. Для увеличения радиуса действия станций стараются поднимать антенну на передаче по возможности выше за счет как естественного рельефа местности, так и башни, на которой устанавливается антенна.

20.1.2. Расчет поля в освещенной зоне с учетом рефракции радиоволн в тропосфере

В диапазоне УКВ высота поднятия антенн на передаче (h_1) и приеме (h_2) обычно больше длины волны λ, поэтому весь путь распространения земной волны делят на три зоны: освещенную, полутени и тени (см. § 16.1).

В освещенной зоне поле имеет интерференционную структуру за счет сложения прямой и отраженной от Земли волн. Расчет напряженности поля в этой зоне базируется на интерференционной формуле (16.31). Для практических расчетов в (16.31) необходимо учесть электрическую неоднородность тропосферы.

Электрическая неоднородность тропосферы, проявляющаяся в рефракции радиоволн, влияет на все параметры, от которых зависит поле в освещенной зоне. По сравнению со случаем прямолинейного распространения изменяются (рис. 20.1) длины путей прямой r_1 и отраженной r_2 волн, т.е. сдвиг фаз $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)(r_2 - r_1)$, угол наклона траектории отраженной волны Δ и соответственно коэффициент отражения R, а также коэффициент расходимости $D_р$. Как видно из формул (16.26) – (16.28), значения $\Delta\varphi$, Δ и $D_р$ определяются приведенными высотами h_1' и h_2' (16.25), которые зависят от радиуса Земли $a_{зм}$. Это позволяет свести учет рефракции к расчету $\Delta\varphi$, Δ и $D_р$ по указанным формулам с заменой в них $a_{зм}$ на эквивалентный радиус $a_{зм}$ (18.18).

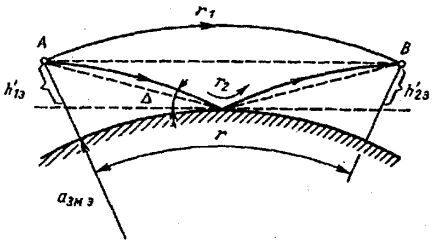


Рис. 20.1

В итоге действующее значение напряженности поля УКВ в освещенной зоне

$$E_д = E_{0д}V = \left(\sqrt{30P_1'G_1}/r\right)\times$$
$$\times\sqrt{1+(RD_р)^2+2RD_р\cos[(4\pi h_{1э}'h_{2э}')/(\lambda\gamma)-\theta]}. \qquad (20.1)$$

На радиолиниях, где в пределах существенной области для отражения поверхность Земли достаточно ровная и плоская, модуль коэффициента отражения $R \approx 1$, $\theta \approx \pi$ и коэффициент расходимости $D_р \approx 1$.

Для таких условий интерференционная формула (20.1) упрощается:

$$E_д = \left(\sqrt{30P_1'G_1}/r\right) 2\sin[2\pi h_{1э}' h_{2э}'/(\lambda r)]. \qquad (20.2)$$

Формула для расчета напряженности поля еще более упрощается, если рассматривать большие расстояния r (в пределах освещенной зоны), при которых в (20.2) синус можно заменить его аргументом. Это можно сделать, если $2\pi h_{1э}' h_{2э}'/(\lambda r) \le \pi/9$. Тогда на расстояниях $r \ge 18 h_{1э}' h_{2э}'/\lambda$ формула для расчета напряженности поля приобретает вид

$$E_д = \left(\sqrt{30P_1'G_1}/r^2\right)(4\pi h_{1э}' h_{2э}'/\lambda). \qquad (20.3)$$

Эта формула была получена Б. А. Введенским и называется *квадратичной формулой Введенского*.

Видно, что на указанных расстояниях r интерференционная структура поля перестает существовать и величина поля уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния. Столь резкое убывание поля можно объяснить тем, что при увеличении расстояния уменьшается разность хода $\Delta r = r_2 - r_1$, т.е. сокращается пространственная разность фаз $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\Delta r$. В то же время при скользящем отражении $R \to -1$ при любой поляризации. Другими словами, чем больше расстояние r, тем полнее взаимная компенсация прямой и отраженной волн в точке приема, что и вызывает сравнительно быстрое убывание поля.

На рис. 20.2 представлена зависимость множителя ослабления от расстояния, которая соответствует формулам (20.2) и (20.3).

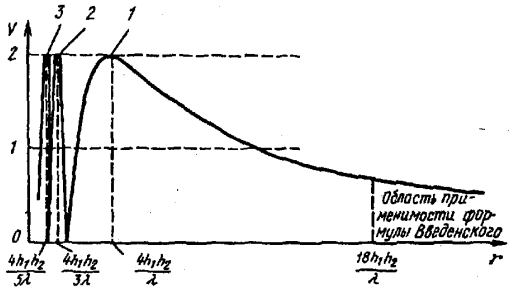


Рис. 20.2

20.1.3. Расчет поля с учетом рельефа местности

Земная поверхность никогда не бывает идеально гладкой. Даже равнинная местность покрыта большим числом хаотически расположенных неровностей. В зависимости от их размеров, электрических свойств, количества, а также от длины распространяющейся волны элементы рельефа оказывают различное влияние на поле в точке приема.

Рассмотрим сначала влияние мелких неровностей, которые придают земной поверхности свойства так называемой шероховатой поверхности. Поверхность считается шероховатой, если выполняется известный из курса физики критерий Рэлея:

$$\Delta h > \lambda/(8\sin\Delta), \qquad (20.4)$$

где Δh – средняя высота неровностей в пределах существенной области для отражения; Δ – угол возвышения траектории отраженной волны (см. рис. 20.1). если условие (20.4) выполняется, то отражение от Земли считается рассеянным (диффузным) и в формуле (20.1) для расчета напряженности поля коэффициент отражения R заменяется на эффективный $R_{эф} < R$. Значения $R_{эф}$ для различных видов неровной земной поверхности приведены в [50].

Крупные элементы рельефа местности в виде, например, гор и долин, холмов и оврагов, строений разнообразны по размерам, форме, местоположению на трассе. Неровности земной поверхности такого типа существенно влияют на условия распространения земной волны. Чем меньше длина волны, тем это влияние более резко. В диапазоне УКВ существуют два различных подхода к учету рельефа.

На наземных линиях связи (РРЛ) с интервалами в пределах прямой видимости, где одно передающее устройство обслуживает один фиксированный пункт приема, применяют детерминированные методы учета рельефа. Эти методы основаны на приближенной аппроксимации больших неровностей земной поверхности телами правильной геометрической формы: сферой, клином и т. п. Расчет напряженности поля в этих случаях изложен в [27]. Отметим лишь, что наличие крупных препятствий на трассе иногда приводит к неожиданным эффектам, которые на первый взгляд кажутся неожиданными.

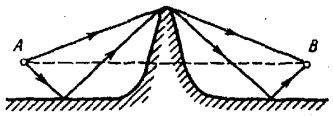


Рис. 20.3

Рассмотрим, например, случай, когда на пути распространения земной волны имеется одиночное препятствие (рис. 20.3). Даже при небольшом расстоянии между пунктами передачи и приема препятствие закрывает прямую видимость и точка приема оказывается в зоне тени. Затенение точки приема препятствием приводит, как правило, к значительному ослаблению сигнала. Однако в некоторых случаях, как показывают эксперименты, напряженность поля в точке приема может в несколько раз превышать значение напряженности поля в отсутствие препятствия. Этот эффект называют *эффектом усиления за счет препятствия.*

В рамках отражательной трактовки эффект усиления за счет препятствия можно пояснить следующим образом. Как показано на рис. 20.3, вершина препятствия возбуждается двумя волнами: прямой и отраженной от Земли, амплитуды которых будем считать одинаковыми и равными E_0. Если эти две волны складываются в фазе, то вершина препятствия возбуждается полем с амплитудой $2E_0$. Возбужденная вершина является источником вторичных волн, которые достигают точки приема также по двум путям: как прямая и отраженная от Земли волны, амплитуды которых примерно одинаковы. Если эти волны в точке приема складываются в фазе, то при идеальной ситуации напряженность поля в точке B будет равна $4E_0$.

Таким образом, при удачном стечении обстоятельств напряженность поля за препятствием может превышать значение поля в свободном пространстве. Если учесть, что на реальных радиолиниях напряженность поля в точке приема обычно меньше напряженности поля в свободном пространстве, то выигрыш в усилении за счет препятствия по сравнению с полем в его отсутствие получается еще больше и может достигать десятков децибел.

Практическое использование эффекта усиления за счет препятствия реализуется установкой на вершинах гор и холмов специальных пассивных ретрансляторов (см. гл. 10), имитирующих этот эффект.

Расчет систем радиовещания и телевидения, а также систем связи с подвижными объектами выполняется с помощью статистических методов. В основе вероятностных оценок условий приема в разных

участках зоны, обслуживаемой тем или иным передатчиком, лежат; как правило, обобщенные результаты измерений напряженности поля. Наиболее сложные условия распространения наблюдаются в крупных городах, застроенных разноэтажными зданиями. Некоторые вопросы распространения ультракоротких волн в городских условиях рассмотрены в следующем разделе.

20.1.4 Распространение УКВ в городе

Условия приема сигналов в диапазоне УКВ существенно зависят от расположения приемной антенны относительно окружающих ее предметов. В городских условиях такими предметами являются здания, деревья, заводские трубы, мачты и т. п. Близко расположенные здания могут в зависимости от их расположения оказаться затеняющими препятствиями или источниками местных отраженных волн.

Затеняющее действие отдельного препятствия приводит к тому, что поле за препятствием появляется в результате двух процессов: дифракции и проникновения через препятствие. Дифракция в рассматриваемом диапазоне волн протекает с большими потерями. Проникновение сквозь препятствия типа стен зданий также сопровождается большими потерями за счет поглощения. Измерения показывают, что напряженность поля за отдельно стоящим кирпичным зданием на 20...30 дБ ниже, чем перед ним, а за железобетонном строением уровень сигнала падает на 30...40 дБ. В целом внутри городской застройки имеются многочисленные теневые зоны, где сигнал значительно ослаблен.

Действие окружающих зданий как источников отраженных волн проявляется как в виде неравномерного распределения амплитуды поля в пространстве из-за интерференции многочисленных отраженных волн, так и в своеобразном подсвечивании теневых зон. В случае вертикальной поляризации первичного поля отражения наиболее интенсивны от предметов, протяженных по вертикали (стены зданий, деревья). Большое влияние местных предметов на условия приема вертикально-поляризованного поля является одной из причин преимущественного применения горизонтальной поляризации в системах телевизионного вещания.

Сложность условий распространения УКВ в городе определяет статистический характер как теоретических, так и экспериментальных исследований. По условиям приема сигнала можно выделить три наиболее типичных ситуации: передающая и приемная антенны находятся над уровнем городской застройки и между ними имеется прямая видимость; связь между подвижным объектом и базовой станцией; связь между двумя подвижными объектами.

В первом случае, характерном для приема сигналов телевизионного вещания, расчет напряженности поля ведут по квадратичной формуле Введенского (20.3), умножая результат на поправочной коэффициент (обычно 0,4...0,6). Во втором и третьем случаях между пунктами передачи и приема, как правило, нет прямой видимости и основной вклад в формирование многолучевого поля вносят отражения от зданий в окрестности подвижного пункта.

Рассмотрим закономерности изменения напряженности поля в точке приема в городских условиях в зависимости от расстояния, частоты волны и высот установки антенн. Наиболее полные и систематизированные экспериментальные данные, позволяющие выявить эти закономерности, содержатся в [53].

На рис. 20.4 приведены зависимости среднего (медианного) значения мощности сигнала P_c от расстояния r при различных высотах подъема антенны базовой станции h_1, измеренные на частоте 922 МГц. Высота подъема антенны на подвижном объекте принята равной 3 м. Штриховой линией показана зависимость P_c от расстояния для условий свободного пространства. Уровень 0 дБ соответствует полю в свободном пространстве на расстоянии 1 км от базовой станции.

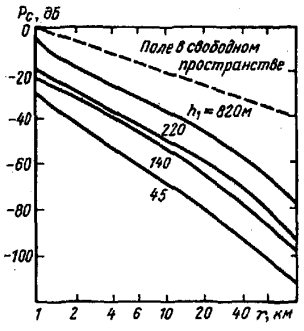


Рис. 20.4

Анализ приведенных зависимостей показывает, что при увеличении расстояния до 15 км мощность сигнала убывает как r^{-3}. Последующее увеличение r приводит к еще более быстрому уменьшению уровня сигнала.

Ослабление сигнала в городе возрастает с увеличением его частоты. Если

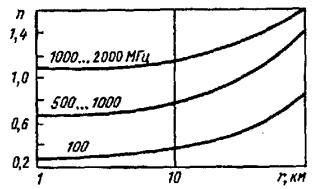


Рис. 20.5

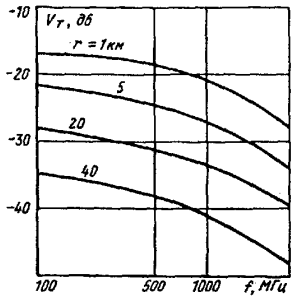


Рис. 20.6

эту зависимость представить в виде $P_c = Af^{-n}$, где A – коэффициент пропорциональности, то с увеличением частоты от 100 до 2000 МГц значение n изменится от 0,2 до 1 (рис. 20.5). При $r = 1...10$ км зависимость уровня поля от частоты слабая; при дальнейшем увеличении расстояния значение n начинает зависеть от него и растет значительно быстрее. Изменение медианного значения множителя ослабления от частоты, измеренного при $h_1 = 200$ м и $h_2 = 3$ м для расстояний 1, 5, 20 и 40 км, показано на рис. 20.6.

Зависимость среднего уровня поля от высоты расположения антенны базовой станции можно проследить по рис. 20.4. Высота установки антенны не влияет на скорость уменьшения уровня сигнала с расстоянием. Однако подъем антенны базовой станции приводит к увеличению абсолютного значения поля примерно пропорционально квадрату высоты (6 дБ/окт).

На поле в точке приема влияют не только рассмотренные факторы, но и многие другие. В частности, установлено, что уровень сигнала существенно зависит от расположения улиц в городе, которые оказывают канализирующее действие на распространяющиеся волны. Вдоль радиально расположенных улиц (относительно базовой станции) уровень сигнала на 10...20 дБ выше, чем в перпендикулярных направлениях.

В заключение отметим, что в настоящее время ведутся широкие исследования в области распространения УКВ в городе, причем не только экспериментальные, но и теоретические [47].

20.1.5. Факторы, влияющие на устойчивость работы линий связи

На наземных радиолиниях диапазона УКВ напряженность поля в точке приема не остается постоянной во времени, т.е. поле подвержено замираниям (см. § 19.1). Причиной замираний является изменение во времени состояния тропосферы как по некоторому регулярному закону (скажем, в течение суток), так и случайным образом. Если в процессе колебаний уровень сигнала (или множитель ослабления V) упадет ниже определенного минимально допустимого значения V_{min}, произойдет срыв связи. Вероятность срыва связи, т.е. вероятность того, что $V < V_{min}$, обозначается как $T(V)$. Очевидно, что устойчивость связи равна $1 - T(V)$.

Исходя из того, что замирания на линиях связи в освещенной зоне обусловлены в основном явлениями субрефракции и интерференции в точке приема двух волн – прямой и отраженной от Земли, и предполагая, что эти замирания статистически независимы,

$$T(V) = T_0(V) + \Sigma T_n(V), \qquad (20.5)$$

где $T_0(V)$ – вероятность срыва связи за счет субрефракционных замираний; $\Sigma T_n(V)$ – вероятность срыва связи за счет интерференционных замираний.

В качестве одного из основных факторов, влияющих на устойчивость работы радиолиний, выделяют так называемый *просвет H* (рис. 20.7), т.е. расстояние между наивысшей точкой профиля трассы и траекторией прямой волны, приходящей в точку приема. Как видно, просвет зависит от высот поднятия антенн и учитывает рефракцию радиоволн.

Рассмотрим зависимость вероятности срыва связи от величины просвета. Обычно длину трассы и высоты поднятия антенн выбирают так, чтобы в условиях средней (стандартной) рефракции между пунк-

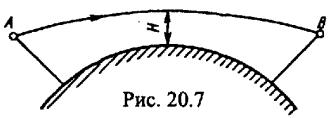


Рис. 20.7



Рис. 20.8

тами приема и передачи была прямая видимость (рис. 20.8). Но при появлении субрефракции (штриховая линия) точка приема может оказаться в зоне тени и уровень сигнала упадет ниже нормы. Чтобы этого не произошло, надо увеличить просвет на линии, увеличив, например, высоту поднятия приемной антенны (см. рис. 20.8). Другими словами, чем больше просвет, тем меньше вероятность срыва связи за счет субрефракционных замираний. Однако чем больше просвет, т.е. чем выше расположены антенны, тем больше сдвиг фаз полей прямой и отраженной от Земли волн в точке приема:

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\Delta r = (2\pi/\lambda)\cdot 2h_1h_2. \qquad (20.6)$$

При больших значениях $\Delta\varphi$ увеличивается вероятность попадания точки приема в интерференционный минимум (см. 16.2.3), т.е. увеличивается вероятность срыва за счет интерференционных замираний.

На рис. 20.9 показана качественная зависимость T_0 и ΣT_n, а также их суммы T от просвета, из которой видно, что на трассе имеется оптимальный просвет H_{opt}, при котором вероятность срыва связи минимальна.

Кроме просвета устойчивость работы радиолиний зависит от многих других факторов, в том числе от протяженности интервала r и длины волны λ. При уменьшении r увеличивается средний уровень сигнала, и при выборе оптимального просвета возрастает устойчивость работы. При укорочении длины волны увеличивается вероятность срыва связи за счет интерференционных замираний, так как увеличивается разность фаз $\Delta\varphi$ (20.6).

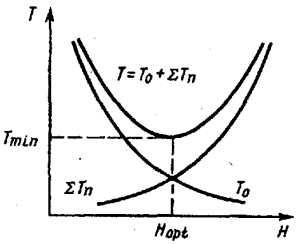


Рис. 20.9

Для повышения устойчивости работы линий связи используют разнесенный прием (см. § 19.1). Пространственно-разнесенный прием реализуют использованием сдвоенного приема с разнесением антенн по высоте. Статистическая независимость флуктуаций поля достигается при разносе $\Delta h = (140...10)\lambda$. При частотно-разнесенном приеме, когда передача осуществляется на двух несущих, независимость флуктуаций достигается при частотном разносе $\Delta f/f = (2...4)\cdot 10^{-2}$.

20.2 Дальнее тропосферное распространение УКВ

20.2.1. Основные характеристики линий ДТР

В § 18.2 показано, что механизм ДТР есть результат рассеяния радиоволн на слабых неоднородностях диэлектрической проницаемости тропосферы. Свойства механизма таковы, что ДТР используют только для систем радиосвязи (для систем радиовещания и телевидения это механизм непригоден).

На тропосферных радиорелейных линиях (ТРРЛ) пункты приема всегда располагаются в зоне глубокой тени. Протяженность интервалов между соседними станциями составляет в разных случаях 150...1000 км. Основное применение ТРРЛ находят в труднодоступных северных и горных районах, где их строительство и эксплуатация значительно выгоднее, чем обычных РРЛ с интервалами прямой видимости.

На тропосферных линиях прием сопровождается глубокими общими и селективными замираниями (см. § 19.1), что объясняется флуктуирующей многолучевой структурой принимаемого рассеянного поля. Для примера на рис. 20.10 представлена типичная запись уровня сигнала при ДТР. Из рисунка видно, что уровень сигнала непрерывно флуктуирует. Частотно-селективные свойства замираний являются причиной искажения сигналов и ограничения неискаженной полосы передачи информации. Линии ТРРЛ используются в основном для передачи телефонных и телеграфных сигналов.

Особенностью линий ДТР является быстрое убывание уровня сигнала с увеличением длины радиолинии, что объясняется двумя причинами. Наибольшая интенсивность рассеивающих неоднородностей наблюдается в нижних толщах тропосферы, поэтому на линиях ДТР независимо от длины интервала излучение и прием ведут примерно под нулевым углом к горизонту.

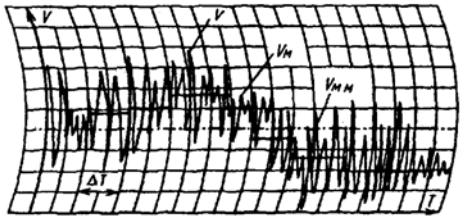


Рис. 20.10

Рассмотрим две радиолинии разной протяженности: AB_1 и AB_2 (рис. 20.11), на которых ДН антенн прижаты к поверхности Земли. Из рисунка видно, что увеличение длины радиолинии сопровождается увеличением угла рассеяния $\theta_{рас}$ (см. § 18.2) и смещением эффективного объема рассеяния $V_{рас}$ вверх (рис. 20.11), где интенсивность неоднородностей ослаблена. Обе причины способствуют быстрому убыванию поля с расстоянием. Чтобы не усложнять требований к энергетике, рекомендуют выбирать (если это возможно) протяженность интервалов не более 300...400 км.

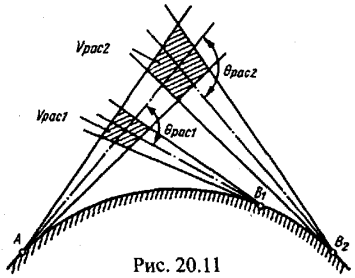


Рис. 20.11

В результате значительного ослабления сигнала в процессе рассеяния и наличия глубоких замираний работа ТРРЛ возможна только при высоких энергетических показателях оборудования на передаче и приеме.

20.2.2. Энергетический расчет линий ДТР

Количественная оценка свойств поля при ДТР базируется на результатах обработки экспериментальных данных, поскольку сведения о статистических характеристиках слабых неоднородностей диэлектрической проницаемости тропосферы недостаточны для определения поля чисто аналитическим путем.

Основываясь на уравнении радиосвязи в свободном пространстве (15.5) и учитывая особенности линий ДТР, статистическое распределение мощности сигнала на входе приемника можно записать в виде

$$P_2(T) = P_1 + 20\lg(\lambda/4\pi r) + G_1 + G_2 + \\ + \eta_1 + \eta_2 + \Delta G + V_{мм} + \Delta V(T), \qquad (20.7)$$

где P_1 – мощность передатчика, дБВт; r – протяженность интервала ТРРЛ в той же размерности, что и длина волны λ; G_1 и G_2 – расчетные значения коэффициента усиления передающей и приемной антенн, дБ; η_1 и η_2 – коэффициенты полезного действия передающего и приемного фидеров, дБ; ΔG – «потери усиления» передающей и приемной антенн, дБ; ΔG – долгосрочное медианное значение множителя ослабления, дБ; $\Delta V(T)$ – отклонение мгновенного значения множителя ослабления от $V_{мм}$, дБ.

Первые шесть слагаемых в (20.8) полностью соответствуют уравнению радиосвязи (15.5), остальные три слагаемых учитывают особенности линий ДТР.

Потери усиления антенн ΔG проявляются в том, что на линиях ДТР использование антенн с большими коэффициентами усиления (КУ) G не дает выигрыша в принимаемой мощности P_2, который следует из (15.5). Чем выше коэффициенты усиления, тем больше отстает прирост мощности. Объясняют это явление двояко.

Повышение КУ антенны осуществляют увеличением ее размеров, в результате чего в пределах раскрыва антенны все больше проявляется некогерентность структуры принимаемого поля, т.е. нарушается синфазность возбуждения раскрыва приемной антенны волнами, приходящими с направления максимума ее ДН, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ее КУ. Второе объяснение сводится к тому, что сужение ДН антенн приводит к сокращению объема рассеяния, т.е. к уменьшению принимаемого поля.

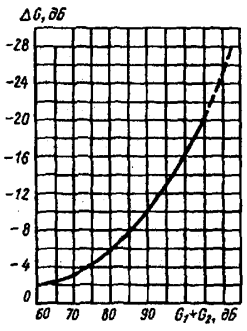


Рис. 20.12

Потери усиления ΔG определяются при измерениях как суммарная величина для передающей и приемной антенн. На рис. 20.12 приведена зависимость ΔG от суммарного коэффициента усиления $G_1 + G_2$.

Месячное медианное значение множителя ослабления ($V_{мм}$) учитывает среднее (медианное) ослабление поля при рассеянии радиоволн на неоднородностях тропосферы дополнительно к обычному ослаблению за счет сферичности волны. Измерения показывают,

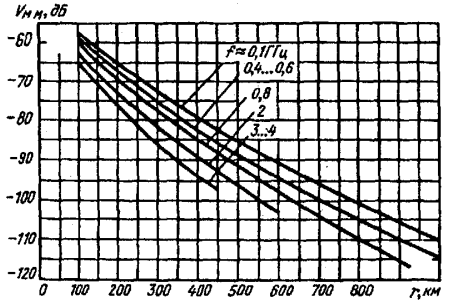


Рис. 20.13

что $V_{мм}$ зависит от протяженности интервала ТРРЛ, частоты, сезона, климатических условий. На рис. 20.13 приведены кривые зависимости $V_{мм}$ от расстояния для диапазона частот 0,1...4 ГГц, справедливые для зимних месяцев в умеренном климате.

Из рисунка видно, что дополнительное к свободному пространству ослабление сигнала на линиях ДТР составляет 70...100 дБ, что подтверждает сделанное ранее предположение о резком убывании поля с увеличением расстояния. Зависимость среднего уровня поля от частоты волны выражена сравнительно слабо, что может быть связано с тем, что электрические параметры тропосферы в данном диапазоне не зависят от частоты. Кроме того, в тропосфере имеются локальные неоднородности самых различных размеров, так что волны различных частот рассеиваются примерно с одинаковой интенсивностью.

Статистическое распределение мгновенных значений множителя ослабления ($\Delta V(T)$), вычисленных относительно среднего уровня $V_{мм}$, учитывает быстрые и медленные замирания, возникающие на линиях ДТР вследствие флуктуирующей многолучевости. На рис. 20.14 приведено интегральное распределение $\Delta V(T)$ для сдвоенного ($n = 2$) и счетверенного ($n = 4$) приемов. Кривые справедливы для системы автовыброса большего из сигналов. Параметром для каждой кривой является значение стандартного отклонения $\sigma_м$, характеризующего распределение медленных замираний (рис. 20.15).

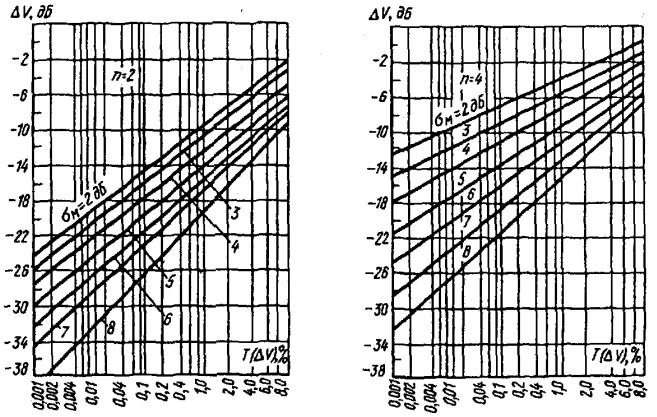


Рис. 20.14

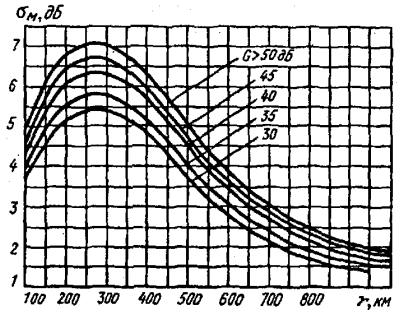


Рис. 20.15

Значение $T(\Delta V)$ определяет процент времени, в течение которого глубина замираний равна или меньше величины ΔV, указанной на оси ординат.

Из рис. 20.14 видно, что чем меньший процент времени срыва связи стремятся получить, тем больший энергетический запас должны обеспечить. Сравнение кривых для сдвоенного и счетверенного приемов показывает, что при использовании счетверенного приема необ-

ходим меньший энергетический запас. Это говорит об эффективности данного способа увеличения устойчивости связи.

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*50, 27, 47*].

Контрольные вопросы

1. Какие параметры трассы и оборудования определяют ту интерференционную формулу, которую необходимо применить для расчета напряженности поля в освещенной зоне?
2. Назовите виды шероховатых поверхностей для дециметровых волн.
3. Что такое эффект «усиления» препятствием?
4. Назовите физические процессы, являющиеся причиной замираний на открытых трассах.
5. От каких параметров трассы и оборудования зависит месячное медианное значение множителя ослабления при ДТР?
6. Какие процессы обусловливают «потерю усиления» антенн?
7*. Почему на линиях ДТР системы разнесенного приема не влияют на медленные флуктуации уровня сигнала?
8. Чем ограничивается неискаженная ширина спектра сигнала при ДТР?
9*. Назовите основные особенности линий, использующих рассеяние на неоднородностях ионосферы.

Глава 21. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УКВ НА КОСМИЧЕСКИХ РАДИОЛИНИЯХ

21.1 Особенности спутниковой связи

Широкое применение находят радиолинии большой протяженности, на которых обмен информацией между оконечными пунктами ведется с помощью ретрансляционной станции, установленной на ИСЗ. Работа идет по схеме Земля – ИСЗ – Земля (рис. 21.1). Самостоятельное значение имеют также радиолинии Земля – ИСЗ для передачи информации на спутник и линии ИСЗ – Земля для приема информации со спутника. Все упомянутые радиолинии относятся к классу космических. Условия работы космических линий имеют ряд особенностей, которые необходимо учитывать при изучении процессов распространения радиоволн.

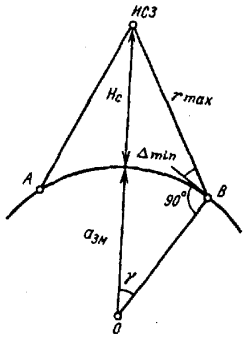


Рис. 21.1

Оптимальные высоты полета связных ИСЗ лежат в пределах 10000...40000 км над поверхностью Земли. Такое расположение бортовых ретрансляторов приводит к необходимости использовать на космических линиях волны с частотами выше 100 МГц ($\lambda < 3$ м), не отражающиеся от ионосферы.

Большинство внутренних и международных спутниковых линий связи в настоящее время работают в полосах 6/4 и 8/7 ГГц (числитель соответствует полосе частот на участке линии Земля – ИСЗ, знаменатель – ИСЗ – Земля). В более высоких частотных диапазонах выделены полосы 14/12 и 30/20 ГГц.

Основные явления, сопровождающие распространение радиоволн таких частот, сводятся к затуханию в атмосферных газах и осадках, изменению поляризации волн за счет эффекта Фарадея и осадков, случайным флуктуациям амплитуды и фазы принимаемого поля, вариациям углов прихода, ограничению полосы частот, передаваемой без искажений.

При движении ИСЗ по любой орбите, кроме геостационарной (экваториальная круговая орбита с высотой $H_c = 35860$ км), происходит перемещение ИСЗ относительно земных пунктов передачи и приема. При этом изменяются угол возвышения траектории распространения волны относительно линии горизонта и длина пути, проходимого волной в атмосфере. Ниже показано, что при малых углах возвышения условия распространения значительно ухудшаются. Поэтому спутниковые линии связи работают только при углах $\Delta \geq 5°$. При проектировании таких линий должны учитываться изменяющиеся условия распространения при перемещении спутника в секторе углов возвышения от 5 до 90°.

Перемещение спутника относительно наземной станции обусловливают прием, сопровождающийся эффектом Доплера. Доплеровское смещение частоты является причиной искажения спектра сигнала.

Высокие требования к устойчивости работы спутниковых систем связи делают необходимым тщательное изучение условий распространения на линии.

21.2. Потери в тракте распространения

21.2.1. Основные потери передачи

Большая протяженность линии Земля – ИСЗ, оценивающаяся десятками тысяч километров, является причиной больших основных потерь передачи L_0 (15.12). Если высоты орбит спутников составляют 10000...36000 км, то максимальная дальность между наземным пунктом и ИСЗ изменяется от 1700 до 40000 км. Таким расстояниям согласно (15.12) соответствуют основные потери передачи на частоте 3 ГГц от 185 до 193 дБ, а на частоте 30 ГГц – от 205 до 214 дБ. Для компенсации таких больших потерь необходим высокий энергетический потенциал линии, который в значительной степени обеспечивается сложным наземным оборудованием.

При расчете энергетики определяют основные потери для максимального расстояния r_{max} между ИСЗ и наземным пунктом при ми-

нимально допустимом угле возвышения Δ_{min} траектории распространения волны. Согласно рис. 21.1

$$r_{max} = \sqrt{H^2 + a^2_{зм} - 2a_{зм}H\cos\gamma}, \qquad (21.1)$$

где $H = H_c + a_{зм}$ – расстояние от центра Земли до спутника; $\gamma = 90° - \Delta_{min} = \arcsin[a_{зм}\cos(\Delta_{min})/H]$. В случае эллиптической орбиты расчет следует производить для $H_c = H_a$, где H_a – высота апогея.

21.2.2. Ослабление и деполяризация волн в тропосфере

В диапазонах волн, выделенных для космических линий связи, ослабление волн в тропосфере может быть значительным. Напомним, что ослабление в тропосфере складывается из потерь в газах и рассеяния и поглощения в дожде, тумане, облаках. Эти виды потерь рассмотрены в 18.3.1 и 18.3.2.

Поглощение в газах согласно рис. 18.11 в диапазоне частот 1...10 ГГц при углах возвышения $\Delta > 5°$ невелико. Однако при повышении частоты ослабление быстро возрастает, и на частоте 20 ГГЦ множитель ослабления $V_г$ достигает значения –10дБ.

Ослабление в дожде согласно (18.39) и рис. 18.12 незначительно на частотах $f < 6$ ГГц при любой интенсивности дождя и углах возвышения траекторий $\Delta > 5°$. Но на частотах $f > 10$ ГГц даже в условиях умеренного дождя ($J_д < 10$ мм/ч), ослабление составляет единицы децибел, увеличиваясь в периоды ливней ($J_д > 40$ мм/ч) до десятков децибел.

Значительное ослабление в дожде волн с частотами выше 10 ГГц приводит к необходимости повышать энергетические запасы на линиях, работающих на частотах этого диапазона. Однако не всегда такие запасы могут быть реализованы. Для уменьшения ослабления рекомендуют работать при больших углах возвышения, когда путь проходимый через толщу дождя, относительно невелик.

В интенсивных осадках, особенно в дожде, кроме ослабления наблюдаются явление деполяризации, т. е. изменение поляризации волны в результате ее рассеяния на сфероидальных каплях дождя. Это явление следует учитывать при работе на частотах выше 10 ГГц, когда два канала работают в одном частотном диапазоне, но с ортогональными поляризациями. Деполяризация приводит к взаимным помехам между каналами.

21.2.3. Тепловые и поляризационные потери, связанные с прохождением радиоволн через ионосферу

Тепловые потери в ионосфере обусловлены ее конечной проводимостью (см. 17.3.1). Из (17.20) следует, что удельная проводимость ионосферы в первом в первом приближении обратно пропорциональна квадрату частоты и существенна лишь на частотах $f < 100$ МГц. Спутниковые системы связи работают на более высоких частотах, и поэтому тепловыми потерями в ионосфере можно пренебречь.

Поляризационные потери обусловлены рассогласованием поляризаций принимаемого поля и приемной антенны в результате эффекта Фарадея (см.18.3.3.). Перемещение спутника, а также изменение параметров ионосферы являются причиной непрерывного изменения угла поворота $\psi_ф$ плоскости поляризации принимаемого поля. Если поле с меняющейся поляризацией принимать на антенну с линейной поляризацией, то появится поляризационные замирания, что эквивалентно потерям.

Максимальное значение угла поворота плоскости поляризации $\psi_{фmax}$, когда ИСЗ находится во внешней ионосфере и волна под углом возвышения Δ пересекает всю ее толщу [42],

$$\psi_{ф\,max} = 2{,}32\cdot 10^{19} \Big/ \left(f^2\sqrt{1 - 0{,}9\cos^2\Delta}\right), \qquad (21.2)$$

где $\psi_{фmax}$ измеряется в градусах, а f – в герцах. Расчеты показывают, что углы $\psi_{фmax}$ на частоте 100 МГц составляют тысячи градусов, а на частоте 3 ГГц уменьшаются до единиц градусов, поэтому поляризационные потери учитывают на частотах $f < 3$ ГГц. Абсолютная величина потерь, дБ:

$$L_ф = P(\psi = 0)/P(\psi \neq 0) = 1/\cos^2\psi_ф \qquad (21.3)$$

или $L_ф = -20\lg|\cos\psi_ф|$.

В заключение отметим, что в современных антенных устройствах, используемых на космических радиолиниях, имеются техничес-

кие возможности по борьбе с поляризационными замираниями (см. гл. 10).

21.2.4. Влияние рефракции

В тропосфере и ионосфере происходит искривление траекторий радиоволн на линиях спутниковой связи. При достаточно узких ДН антенн земных станций (меньше примерно 1°) искривление траектории может привести к «потере» спутника. При измерении координат ИСЗ за счет рефракции появляются ошибки в определении угла места (в данной терминологии – угла возвышения Δ) ИСЗ. Степень искривления траектории оценивают углом рефракции $\delta_р$ (рис. 21.2).

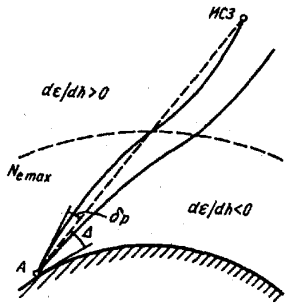


Рис. 21.2

Угол тропосферной рефракции $\delta_{рт}$, град, можно определить по простой формуле, если угол возвышения Δ > 5° и искривление траектории мало, т.е. имеет место квазипрямолинейное распространение в тропосфере [42]:

$$\delta_{рт} = (n_{т0} - 1)\mathrm{ctg}\Delta, \qquad (21.4)$$

где $n_{т0}$ – приземное значение коэффициента преломления тропосферы.

Угол ионосферной рефракции $\delta_{ри}$, град, для спутника, расположенного на высоте $H_с > a_{зм}$ при Δ > 10° на частотах больше 100 МГц при среднем состоянии ионосферы определяется формулой [42]

$$\delta_{ри} = -57\cos\Delta/(f^2[\text{МГц}]\sin^3\Delta), \qquad (21.5)$$

т.е. ионосферная рефракция в отличие от тропосферной зависит от частоты.

Суммарный угол рефракции при прохождении волны через всю толщу атмосферы

$$\delta_р = \delta_{рт} + \delta_{ри}. \qquad (21.6)$$

На рис. 21.3 показана зависимость $\delta_{рт}$ (сплошные линии) и $\delta_{ри}$ (штриховые линии) от угла возвышения траектории. Из рисунка видно, что при работе на частотах выше 1 ГГц суммарная рефракция определяется тропосферой. Хотя угол $\delta_{рт}$ невелик и для траекторий с Δ > 5° оценивается значением не более 10′, на космических линиях он может быть соизмерим с шириной ДН наземной антенны. Поэтому при изменении условий рефракции в процессе изменения приземного значения коэффициента преломления могут наблюдаться колебания уровня сигнала на входе приемника. Мерой борьбы с этим явлением служит использование специальных систем наведения в антенных устройствах.

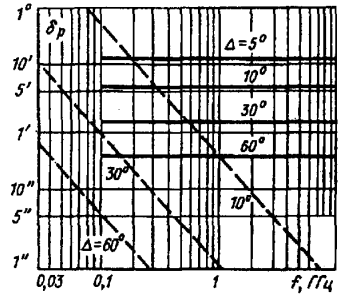


Рис. 21.3

21.2.5. Флуктуации уровня сигнала

На трассах Земля – ИСЗ при углах возвышения более 5° прием сопровождается быстрыми неглубокими замираниями (мерцаниями) интерференционного происхождения. Точки приема помимо прямой волны достигает множество волн слабой интенсивности, рассеянных на локальных неоднородностях в атмосфере.

На частотах, обычно используемых на космических линиях, в основном проявляются тропосферные мерцания, характеризующиеся следующими закономерностями: глубина флуктуаций увеличивается с уменьшением угла возвышения траектории и при укорочении длины волны (рис. 21.4); на более пологих траекториях путь, проходимый волной в тропосфере, увеличивается и все большее число неоднородностей участвует в рассеянии. Приведенные на рис. 21.4 зависимости справедливы для угла возвышения Δ = 5°.

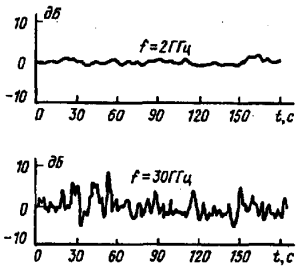


Рис. 21.4

21.3. Внешние шумы, влияющие на работу космических радиолиний

На работу космических линий существенное влияние оказывают внешние шумы, в отличие от наземных систем, где условия приема лимитируются внутренними шумами аппаратуры. Объясняется это тем, что на космических линиях низкий уровень принимаемого сигнала приводит к необходимости использовать земные приемники с параметрическими или молекулярными усилителями высокой частоты, часто охлаждаемыми азотом или гелием. При этом внутренние шумы приемника в диапазоне 1...10 ГГц снижаются до 12...30 К (см. рис. 19.1) и внешние шумы становятся соизмеримы, а в ряде случаев – значительно превосходящими по уровню внутренние шумы приемника.

Энергетика космических линий обычно рассчитывается с учетом только протяженных источников внешних шумов (см. 19.3.1). характеристики таких источников подробно рассмотрены в гл. 19. Здесь отметим только те их свойства, которые влияют на условия работы космических линий.

Суммарный уровень шумов космического излучения и нагретой атмосферы имеет четко выраженное «окно», расположенное в диапазоне 1...10 ГГц (см. рис. 19.2). Нижняя граница «окна» лимитируется космическим излучением, которое на частотах ниже 1 ГГц достигает яркостной температуры в сотни градусов, чем ограничивает диапазон применимых частот при работе с малошумящими приемниками. Верхняя граница закрывается шумами атмосферы, которые на частотах больше 10 ГГц быстро возрастают и достигают максимальной температуры 20...300 К на частотах 20...25 ГГц. При оценке атмосферных шумов необходимо учитывать, что их уровень на входе приемника понижается по мере подъема ДН приемной антенны над линией горизонта.

При средних метеорологических условиях, узкой ДН антенны, углах возвышения $\Delta > 5°$ в диапазоне частот 4...6 ГГц суммарная шумовая температура от внешних источников оценивается значением 30...50 К.

Для бортового приемника основным внешним источником помех, когда бортовая антенна ориентирована в направлении на Землю, является радиоизлучение нагретой поверхности Земли.

21.4. Искажения сигналов в тракте распространения

21.4.1. Дисперсионные искажения

К космическим линиям связи обычно предъявляют требование широкополосности. При передаче аналоговой информации одним из ограничивающих факторов передаваемой полосы частот является изменение первоначальных фазовых сдвигов между спектральными составляющими сигнала из-за дисперсии в ионосфере (см. § 19.2).

Согласно (19.6) количественная оценка этих искажений сводится к определению разности времени распространения крайних составляющих спектра сигнала, энергия которого сосредоточена в полосе частот от $f_0 + \Delta f_{max}/2$ до $f_0 - \Delta f_{max}/2$. Расчет времени распространения волны $t(\omega, r)$ в ионосфере должен учитывать ее неоднородные свойства. Примем, что коэффициент преломления $n_и(\omega, r)$ постоянен на элементарном отрезке пути Δr. Тогда пространственный набег фазы волны на отрезке Δr

$$\varphi = k(\omega, r)\Delta r = (\omega/c_0)n_и(\omega, r)\Delta r,$$

где $k(\omega, r)$ – коэффициент фазы. При прохождении пути r в ионосфере

$$\varphi = (\omega/c_0)\int_0^r n_u(\omega, r)dr. \qquad (21.7)$$

Для частот, используемых на космических линиях, коэффициент преломления ионосферы $n_и(\omega, r)\Delta r = [1 - 80{,}8N_e(r)/f^2]^{1/2} \approx 1 - 40{,}4N_e(r)/f^2$. Подставляя это выражение в (21.7), получаем

$$\varphi = (\omega/c_0)\int_0^r [1 - 40{,}4N_e(r)/f^2]dr. \qquad (21.8)$$

Тогда время распространения

$$t(\omega, r) = d\varphi/d\omega = r/c_0 - \frac{40{,}4}{c_0 f^2}\int_0^r N_e(r)dr. \qquad (21.9)$$

Разность времени распространения крайних составляющих спектра

$$\Delta t_{max}(\Delta f_{max}, r) = \frac{80{,}8\Delta f_{max}}{c_0 f_0^3}\int_0^r N_e(r)dr. \qquad (21.10)$$

Разность фаз этих же составляющих

$$\Delta\varphi_{max} = 2\pi\Delta f_{max}\Delta t_{max}. \qquad (21.11)$$

Дисперсионные искажения считаются малыми, если $\Delta\varphi_{max} \ll 2\pi$. Обычно принимают $\Delta f_{max}\Delta t_{max} < 0{,}1$. Согласно (21. 10) это неравенство выполняется, если

$$[80{,}8\Delta f_{max}/(c_0 f_0^3)]\int_0^r N_e(r)dr < 0{,}1, \qquad (21.12)$$

откуда видно, что допустимая полоса Δf_{max} зависит от интегральной электронной плотности на пути распространения. Приближенную оценку Δf_{max} можно произвести, принимая путь распространения квазипрямолинейным, что справедливо для рассматриваемого диапазона частот при углах возвышения $\Delta > 10°$. В этом приближении $dr = dh\sin\Delta$ и

$$\Delta f^2_{max} < (c_0 f_0^3 \sin\Delta/80{,}8)\int_0^h N_e(h)dh. \qquad (21.13)$$

При средних условиях интегральная электронная плотность примерно равна $3 \cdot 10^{17}$м$^{-2}$ и неискаженная полоса передачи

$$\Delta f_{max} < 1{,}1\cdot 10^{-6}\sqrt{f_0^3 \sin\Delta}, \qquad (21.14)$$

где Δf_{max} и f_0 выражены в герцах.

Расчет по (21.14) показывает, что при $\Delta = 10°$ широкополосность ионосферы на частоте 0,1 ГГц не превышает 450 кГц, на частоте 1 ГГц составляет 12 МГц и на частоте 10 ГГц достигает 410 МГц. Из приведенных цифр следует, что на частотах, близких к нижнему краю диапазона, используемого на космических линиях, дисперсионные искажения ограничивают полосу передачи единицами мегагерц. Напомним, что для передачи телевизионного сигнала необходима полоса 6,5 МГц.

21.4.2. Деформация спектра сигнала за счет эффекта Доплера

Эффект Доплера наблюдается при приеме сигналов со спутника, перемещающегося относительно пункта приема. Если гармоническое поле с частотой ω распространяется в свободном пространстве со

скоростью c_0, то в момент времени t на расстоянии r от источника набег фазы волны

$$\varphi(r, t) = \omega t - (\omega/c_0)r. \qquad (21.15)$$

При перемещении источника (или приемника) относительно другого корреспондента длина пути r, проходимого волной, меняется во времени и принимаемая частота, называемая доплеровской, отличается от излученной. Согласно (21.15) частота Доплера

$$\omega_д = 2\pi f_д = d\varphi(r, t) = \omega - (\omega/c_0)dr/dt. \qquad (21.16)$$

Здесь dr/dt – радиальная составляющая скорости спутника υ_r. Согласно рис. 21.5 $\upsilon_r = dr/dt = \upsilon\cos\delta$, где υ – орбитальная скорость ИСЗ; δ – угол между векторами $\vec{\upsilon}$ и $\vec{r}_1$.

Принимаемая линейная частота Доплера

$$f_д = f[1 - (\upsilon/c_0)\cos\delta]. \qquad (21.17)$$

По мере перемещения спутника угол δ изменяется и доплеровское смещение частоты $\Delta f_д = f_д - f$ также изменяется от нулевого значения, когда спутник в зените, до максимального значения, когда спутник находится на линии горизонта. Порядок максимального смещения частоты можно оценить, приняв $\upsilon = 8 \cdot 10^3$ м/с и $\cos\delta \approx 1$; тогда согласно (21.17) $\Delta f_д \approx 2 \cdot 10^{-5} f$, что на частотах 1...10 ГГц составляет 0,02... 0,2 МГц.

Неоднородные свойства атмосферы вносят некоторые изменения в доплеровский сдвиг частоты по сравнению со свободным пространством. В реальной атмосфере распространение происходит по искривленной траектории со скоростью, несколько отличной от скорости света в свободном пространстве. Точные расчеты доплеровского сдвига частоты показывают, что неоднородность тропосферы вносит поправку порядка долей герца. Так, при $\Delta > 5°$ эта поправка составляет менее 0,2 Гц. Значение ионосферной поправки зависит от частоты и на $f < 100$ МГц оценивается несколькими десятками герц, уменьшаясь до единиц и долей герц на частотах $f > 1$ ГГц. Такие

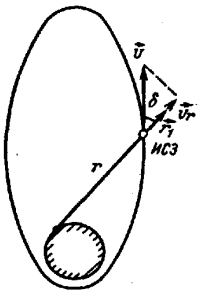


Рис. 21.5

поправки несущественны для работы систем связи и вещания, но учитываются в радиоизмерительных системах.

Эффект Доплера наряду со смещением несущей частоты сигнала приводит к смещению всех составляющих его спектра. Если излучается сигнал с полосой Δf_{max}, то согласно (21.17) спектр деформируется и становится равным

$$\Delta f'_{max} = \Delta f_{max}[1-(\upsilon/c_0)\cos\delta]. \qquad (21.18)$$

Для компенсации доплеровского сдвига на несущей частоте в приемнике с расширенной полосой используют автоматическую подстройку частоты или, если известны параметры орбиты, изменяют по определенной программе частоту передатчика. Ни один из этих способов не устраняет деформации спектра, для этого требуются специальные сложные устройства, регулирующие скорость передачи и воспроизведения сообщений.

Отметим, что в системах связи и вещания с использованием геостационарного спутника эффект Доплера отсутствует.

21.5. Энергетические соотношения на космических радиолиниях

При расчете энергетики систем связи через ИСЗ параметры антенн и приемных устройств связаны многими ограничениями. Антенны земных комплексов должны иметь максимально возможные коэффициенты усиления для компенсации больших потерь в тракте распространения. Такое решение оказывается экономически наиболее выгодным. Выбор бортовой антенны ограничен допустимой массой и габаритными размерами. Во многих случаях коэффициент усиления бортовой антенны регламентирован только угловыми размерами зоны обслуживания на поверхности Земли. Выбор земных приемных устройств однозначно определяется типом малошумящих приемников из-за нормируемого низкого уровня принимаемого сигнала. Бортовые приемники нерационально выполнять с шумовой температурой ниже 290 К, если бортовая антенна ориентирована на Землю (см. § 21.3). Рабочая частота системы выбирается в соответствии с частотным регламентом МККР, а также с учетом частотной зависимости характеристик антенн, потерь в тракте распространения и интенсивности внешних шумов. Мощность бортового передатчика практически всегда задается исходя из общей энергоемкости космического аппарата. Поэтому одним из наиболее подвижных элементов энергетики космических радиолиний является мощность земного передатчика.

Рассмотрим метод расчета мощности передатчика для случая, когда электрические характеристики приемного устройства и антенн заданы и расчет сводится к определению параметров тракта распространения.

Мощность земного передатчика, дБ, согласно (15.10)

$$P_{1зм} = P_{2б} + L_1 - \eta_{1зм} - \eta_{2б}, \qquad (21.19)$$

где $P_{2б}$ – мощность сигнала на входе бортового приемника, необходимая для обеспечения заданного качества работы линии; L_1 – наибольшие потери передачи на участке Земля – ИСЗ, который обозначен индексом 1; $\eta_{1зм}$ и $\eta_{2б}$ – КПД фидеров земной передающей антенны и бортовой приемной соответственно.

При расчете $P_{2б}$ будем исходить из заданного отношения сигнал-помеха на входе приемника $(P_с/P_ш)_{вх}$, которое зависит от требуемого качества работы, вида модуляции, помехозащищенности приемника и других технических параметров оборудования. Тогда

$$P_{2б} = (P_с/P_ш)_{вх} P_{ш\,вх\,б},$$

где согласно (19.11) мощность шума на входе бортового приемника

$$P_{ш\,вх\,б} = kT_{ш\,б}\Delta f. \qquad (21.20)$$

Суммарная шумовая температура на входе бортового приемника, как это следует из (19.10),

$$T_{ш\,б} = T_{ш\,пр\,б} + T_{ш\,ф\,б} + T_{ш\,А\,б}\eta_{ф\,б}, \qquad (21.21)$$

где $T_{ш\,пр\,б}$ – собственная шумовая температура бортового приемника (см. рис. 19.1); $T_{ш\,фб} = T_ф(1-\eta_ф)$ – шумовая температура фидера с КПД $\eta_ф = \eta_{фб}$ при термодинамической температуре $T_ф$, К; $T_{ш\,Аб}$ – суммарная шумовая температура приемной бортовой антенны, обусловленная действием внешних источников шумов.

Согласно данным гл. 19 в отсутствие помех станций при узконаправленной приемной антенне и с учетом только протяженных источников шумов природного происхождения

$$T_{\text{ш Аб}} = T_{\text{я к}} + T_{\text{я а}} + T_{\text{я зм}}, \qquad (21.22)$$

где $T_{\text{я к}}$ – яркостная температура космического фона (см. рис. 19.2); $T_{\text{я а}}$ – яркостная температура радиоизлучения атмосферы (см. рис. 19.2); $T_{\text{я зм}}$ – яркостная температура радиоизлучения земной поверхности (19.14). Все величины в (21.20) определяют с учетом максимально возможных значений.

При определении $T_{\text{ш вх б}}$ учитывают, что шумовая температура приемной бортовой антенны определяется радиоизлучением поверхности Земли $T_{\text{я зм}}$, поскольку космический фон воспринимается только слабыми боковыми лепестками ДН.

В (21.19) потери

$$L_1 = L_{01} + L_{\text{доп}}. \qquad (21.23)$$

Здесь L_{01} – потери передачи (15.11) при максимальной протяженности интервала Земля – ИСЗ, обозначенного индексом 1; $L_{\text{доп}}$ – дополнительные потери при минимальном угле возвышения диаграммы передающей антенны:

$$L_{\text{доп}} = L_{\text{г}} + L_{\text{ф}} + L_{\text{ос}}, \qquad (21.24)$$

где $L_{\text{г}}$ – потери за счет поглощения в газах (см. рис. 18.10); $L_{\text{ф}}$ – поляризационные потери за счет эффекта Фарадея (см. 21.2.3); $L_{\text{ос}}$ – ослабление в осадках (см. 18.3.2).

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*42*].

Контрольные вопросы

1. Назовите явления в тракте распространения, которые необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации систем спутниковой связи.
2. Почему на космических линиях передача и прием информации ведутся при углах возвышения траектории волн более 5°?
3. Какие ограничения при выборе параметров линий спутниковой связи налагают внешние шумы?
4*. Поясните частотную зависимость дисперсионных искажений сигнала.
5. От каких характеристик тракта распространения зависит необходимая мощность земного или бортового передатчика?
6. Какие особенности возникают при связи с ИСЗ, перемещающимися относительно наземного пункта связи?

Глава 22. РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОТКИХ ВОЛН

22.1. Основной механизм распространения и области применения КВ

К диапазону КВ (декаметровые волны) относят радиоволны длиной 10...100 м (частоты 30...3 МГц). Радиус действия земной волны в диапазоне КВ сравнительно невелик и при обычно используемых мощностях передатчиков не превышает нескольких десятков километров. Это обусловлено потерями в полупроводящей поверхности Земли и большими потерями в процессе дифракции вдоль Земли.

Но декаметровые волны могут распространяться на многие тысячи километров путем многократных последовательных отражений от ионосферы и Земли (рис. 22.1), и для этого не требуются передатчики большой мощности. Это уникальное свойство диапазона КВ используется для построения систем дальней связи. Кроме радиосвязи декаметровые волны широко используются для радиовещания и других целей.

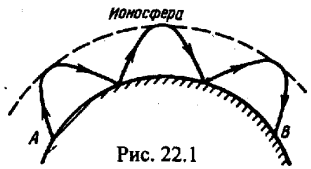


Рис. 22.1

Однако ряд неблагоприятных особенностей распространения снижает эффективность использования этого диапазона. К таким особенностям следует отнести: многолучевость, сопровождающуюся глубокими замираниями; ограниченность неискаженной полосы передачи и скорости телеграфирования; подверженность ионосферным возмущениям и др.

В данной главе сначала рассматриваются наиболее характерные особенности распространения КВ, а затем описываются основы расчета и проектирования КВ радиолиний.

22.2. Рабочие частоты

Одной из основных особенностей КВ радиолиний является ограничение рабочих частот как со стороны высоких, так и низких зна-

чений, причем обе границы зависят от изменчивой структуры ионосферы. Поэтому на КВ линиях в отличие от линий других диапазонов возникает необходимость периодической смены рабочих частот в соответствии с изменяющимся состоянием ионосферы.

Верхняя граница рабочих частот определяется тем, что при слишком высокой частоте волна не отражается от ионосферы (см. 18.1.5) и не приходит в пункт приема на Земле, а уходит в космическое пространство. Максимальная частота, при которой отраженная волна может быть принята в заданном пункте приема, называется *максимальной применимой частотой* (МПЧ). Учитывая (18.33), МПЧ определяется как максимум произведения эквивалентной частоты вертикального падения $f_в$ на секанс угла падения волны на слой ионосферы $\sec\varphi_0$:

$$\text{МПЧ} = (f_в \sec\varphi_0)_{max}. \qquad (22.1)$$

В общем случае МПЧ зависит от длины трассы, высоты отражения, закона распределения электронной плотности по высоте, критической частоты слоя. По условиям отражения от ионосферы рабочая частота $f_р$ на КВ радиолиниях не должна превышать МПЧ, т.е. $f_р \le$ МПЧ.

Нижняя граница рабочих частот определяется тем, что с уменьшением частоты увеличивается поглощение в ионосфере (в освещенное время суток) и, как следствие этого, уменьшается напряженность поля. Если уровень сигнала в точке приема упадет ниже некоторой нормы, произойдет срыв связи. Наименьшая частота, при которой устойчивость работы снижается до минимально допустимого уровня, называется *наименьшей применимой частотой* (НПЧ). Значение НПЧ зависит от поглощения, уровня помех, мощности излучения, требуемой устойчивости работы и т. д. Расчет НПЧ сводится к определению методом последовательности приближений частоты, на которой устойчивость работы уменьшается до минимально допустимого уровня при заданных параметрах приемопередающей аппаратуры.

Рабочая частота $f_р$ выбирается так, чтобы удовлетворялось неравенство

$$\text{НПЧ} \le f_р \le \text{МПЧ}. \qquad (22.2)$$

При изменении состояния ионосферы НПЧ и МПЧ изменяются. Для обеспечения непрерывного действия КВ радиолиний необходима

периодическая смена рабочих частот. Для каждой радиолинии согласно международным правилам выделяется ряд фиксированных частот. Для протяженных магистральных линий число таких частот достигает четырех-пяти, а для менее ответственных линий – двух-трех. На каждый месяц составляется волновое расписание, которое устанавливает, на каких из выделенных частот следует работать в различные часы суток. Для повышения вероятности отражения от ионосферы при флуктуациях ее параметров верхний предел рабочих частот ограничивают не МПЧ, а так называемой *оптимальной рабочей частотой* (ОРЧ). В среднем ОРЧ ниже МПЧ на 10… 20 %.

Волновое расписание составляется на основе зависимостей ОРЧ и НПЧ от времени суток (рис. 22.2). В каждый период времени работа может вестись на любой частоте не выше ОРЧ и не ниже НПЧ. Из закрепленного набора частот для разных периодов суток выбираются частоты ближе к ОРЧ, так как при этом выше устойчивость работы.

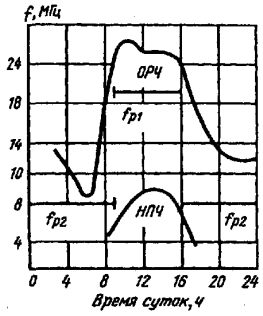


Рис. 22.2

22.3. Замирания и разнесенный прием

В диапазоне КВ, как и в других диапазонах, прием всегда сопровождается непрерывными изменениями уровня сигнала во времени, т.е. замираниями (см. § 19.1). замирания на КВ линиях имеют интерференционное и поляризационное происхождение, а также связаны с изменением поглощения в ионосфере.

Основными причинами интерференционных замираний являются: интерференция нескольких волн, претерпевших различное число отражений от ионосферы (рис. 22.3, *а*); интерференция рассеянных компонент волны (рис. 22.3, *б*); интерференция обыкновенной (индекс



Рис. 22.3

«о») и необыкновенной (индекс «х») составляющих волны (рис. 22.3, *в*) (см. 17.3.1).

Поляризационные замирания наблюдаются как при приеме одного луча, так и при многолучевой структуре поля.

В диапазоне КВ интерференционные и поляризационные замирания обычно протекают как быстрые; медленные замирания приписывают процессам медленных изменений поглощения. На КВ радиолиниях основные характеристики быстрых замираний (частота и глубина замираний, масштабы пространственной и частотной корреляций и др.) существенно изменяются даже в течение относительно коротких интервалов времени.

Разнесенный прием. Для повышения устойчивости работы КВ линий связи при наличии замираний обычно используют прием на разнесенные антенны и в некоторых случаях – разнесение по поляризации (см. § 19.1). В диапазоне декаметровых волн в направлении, перпендикулярном трассе, масштаб пространственной корреляции замираний составляет (10...15)λ. Из-за ограниченности площади антенных полей расстояние между двумя приемными антеннами обычно выбирают около 10λ.

Выигрыш в устойчивости работы, получаемый за счет применения разнесенного приема, существенно зависит от статистической структуры поля. При интерференционной структуре поля он значительно больше, чем при рассеянной.

Кроме случайных изменений амплитуды поля на КВ радиолиниях всегда имеют место частотно-селективные замирания (см. § 19.2), при которых возникают искажения амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) в пределах передаваемой полосы частот. В зависимости от структуры поля в точке приема и требований к равномерности АЧХ сигнала неискаженная полоса передачи характеризуется значениями от 100 Гц до 3 кГц. По сравнению с диапазоном УКВ тракт распространения коротких волн значительно более узкополосный.

22.4. Время запаздывания и ограничение скорости передачи информации

Магистральные линии связи в диапазоне декаметровых волн используются в основном для передачи информации в дискретной форме (дискретный телефон, телеграф, фототелеграф, передача данных), т.е. работа ведется импульсами определенной длительности. В § 19.2 отмечалось, что в результате влияния тракта распространения длительность импульса в точке приема отличается от исходной, т.е. имеют место временные искажения.

Временные искажения импульсов наиболее существенны в тех случаях, когда в точку приема приходит несколько волн с соизмеримыми амплитудами и значительным временем запаздывания. Время запаздывания Δt_{max} изменяется в широких пределах в зависимости от длины трассы, соотношения между рабочей частотой и МПЧ, времени суток, сезона, уровня солнечной активности. Расчеты показывают, что максимальные значения Δt_{max} на трассах протяженностью 1500, 3000 и 4000 км могут достигать соответственно 2,8; 1,5 и 2 мс. Если принять, что исправляющая способность аппаратуры равна 40 %, то минимально допустимые длительности импульсов должны быть в 2,5 раза больше указанных значений Δt_{max}, т.е. составлять 7; 3,75 и 5 см. Следовательно, скорость передачи дискретной информации на КВ линиях связи протяженностью 1500, 3000 и 4000 км ограничена соответственно значениями 143, 627 и 200 бит/с.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что при длине трассы около 3000 км наблюдается наименьшее время запаздывания и, как следствие, достигается наибольшая скорость передачи информации.

22.5. Влияние ионосферных возмущений

Существенное влияние на работу КВ радиолиний оказывают ионосферные возмущения. В средних широтах наиболее опасными являются отрицательные возмущения (см. 17.3.2), когда критические частоты слоя $F2$ понижаются более чем на 20 %. Это понижение $f_{кр}F2$ сужает применимый диапазон рабочих частот, поскольку значения МПЧ приближаются к НПЧ.

Основными мероприятиями по улучшению работы среднеширотных радиолиний в периоды ионосферных возмущений являются: оперативная смена рабочих частот; повышение эффективности технических средств, в частности увеличение мощности передатчика до нескольких десятков киловатт вместо мощности в несколько ватт, необходимой для работы в отсутствие возмущений.

На радиолиниях, проходящих в высоких широтах, в периоды сильного поглощения прямая связь в диапазоне коротких волн не может быть обеспечена даже при применении высокоэффективных технических средств. Для поддержания связи в этих случаях рекомендуется применять ретрансляцию через пункты, расположенные в средних и южных широтах.

22.6. Основы расчета КВ радиолиний

22.6.1. Углы наклона траекторий и требования к диаграммам направленности КВ антенн

Углы наклона траекторий на КВ радиолиниях можно рассчитать с использованием теорем Брайта, Тьюна и Мартина, доказательство которых можно найти, например, в [5]. Эти теоремы позволяют заменять неизвестную истинную криволинейную траекторию АКВ (рис. 22.4) с высотой $h_и$, по которой сигнал распространяется с групповой скоростью $c_{гр}$ на эквивалентный треугольный путь АСВ с действующей высотой $h_д$, по которому сигнал распространяется со скоростью света в свободном пространстве c_0.

Из эквивалентного треугольного пути определяется угол падения волны на плоскую ионосферу φ_0:

$$tg\varphi_0 = \sin(\theta/2)[1 + h_д / a_{зм} - \cos(\theta/2)], \qquad (22.3)$$

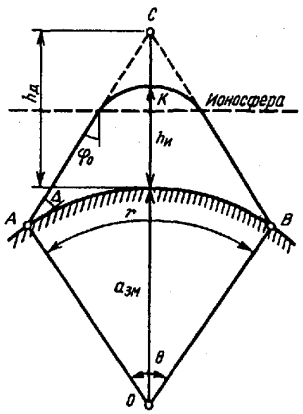


Рис. 22.4

где $\theta = r/a_{зм}$ – центральный угол, соответствующий дуге r (см. рис. 22.4). На длинных трассах, где имеет место многоскачковое распространение, под r подразумевается длина одного скачка.

Угол наклона траектории Δ связан с углом падения φ_0 соотношением

$$\Delta = \pi/2 - \varphi_0 - \theta/2. \qquad (22.4)$$

В диапазоне КВ при работе на частотах, близких к оптимальным, в точке приема поле обычно формируется несколькими волнами, претерпевшими различное число отражений от ионосферы. В разные сезоны и периоды суток соотношение между напряженностями поля отдельных волн меняется. Поэтому для поддержания устойчивой работы антенны на передаче и приеме должны обеспечивать интенсивное излучение и прием в направлении целого спектра углов, соответствующих волнам с наибольшими амплитудами.

Выбор наклона и ширины ДН антенн в вертикальной плоскости рекомендуется производить с учетом как средних значений углов наклона траекторий $\Delta_{ср}$, так и возможных флуктуаций относительно $\Delta_{ср}$.

Средние значения углов $\Delta_{ср}$ рассчитываются по (22.4) исходя из регулярных суточных и сезонных изменений действующих высот отражения $h_д$. Верхняя граница углов $\Delta_{ср}$ определяется максимально возможным наблюдаемым числом отражений от слоя $F2$ на данной трассе в периоды, когда высота этого слоя максимальна. Нижняя граница $\Delta_{ср}$ для всех линий обычно принимается около 2…3°. Траектория с более низкими углами малоэффективны из-за сильного ослабления в ионосфере и влияния Земли.

Для трасс протяженностью более 2000…3000 км верхние границы угла $\Delta_{ср}$, рассчитанные с учетом реально наблюдаемых траекторий, приведены в табл. 22.1. Нижняя граница этого угла составляет 2…3° для всех трасс.

Таблица 22.1

Длина линии, км	2000…3000	3000…4000	4000…7000	7000…10000
$\Delta°_{max}$	20	15...18	10...12	10...12

Флуктуации значений углов наклона траекторий относительно средних значений во многих случаях весьма существенны. Они обусловлены различными причинами, одна из которых состоит в непрерывном случайном изменении высоты отражающего слоя, другая – в том, что отражающая область ионосферы часто не является сферически слоистой. Поэтому в формировании принимаемого сигнала участвуют попеременно или одновременно несколько областей ионосферы. Такой характер распространения даже при приеме одного луча приводит к распределению энергии волны в широком спектре углов, т.е. к флуктуациям углов наклона траекторий. При многолучевом приеме флуктуации углов наклона присущи каждой из траекторий и спектры углов, в которых распределена энергия волны, могут частично или полностью перекрывать друг друга. Данные о возможных флуктуациях углов наклона траекторий приведены в табл. 22.2.

В горизонтальной плоскости на ширину ДН антенн оказывает влияние так называемая *девиация лучей*, т.е. отклонение направления распространения волны от дуги большого круга. Основными причинами девиации лучей являются наклоны отражающих слоев ионосферы в направлении, перпендикулярном трассе. Можно ориентировочно полагать, что в горизонтальной плоскости антенны должны обеспечивать интенсивное излучение и прием в

Таблица 22.2

Длина трассы, км	Флуктуации углов наклона траекторий, град, за период			
	лето		зима	
	день	ночь	день	ночь
1000...3000	2	6	4	0...24
3000...5000	3	8	6	0...30

диапазоне углов ±(3...5)° относительно дуги большого круга, т.е. относительно максимума ДН антенн. В высоких широтах из-за большой неоднородности ионосферы углы девиации лучей более значительны.

22.6.2. Расчет напряженности поля

Ослабление поля на КВ радиолиниях вызвано расходимостью волны, поглощением в ионосфере, отражением от поверхности Земли и другими причинами. Одним из основных методов расчета напряженности поля является метод, предложенный А.Н. Казанцевым. Наибольшую точность этот метод обеспечивает при расчете трасс, проходящих в средних широтах.

В соответствии с указанным методом действующее значение напряженности поля в точке приема

$$E_{д} = \frac{\sqrt{30P_1'G_1(\Delta)}}{r_{в}} \frac{1}{2} \frac{1+R}{2} R^{n-1} \exp(-\Gamma_{и}). \qquad (22.5)$$

Поясним структуру этой формулы.

Первый множитель соответствует полю в свободном пространстве (15.2). здесь P_1' – мощность, подводимая к передающей антенне; $G_1(\Delta)$ – коэффициент усиления передающей антенны относительно изотропного излучателя с учетом влияния Земли, т.е. $G_1(\Delta) = G_{1max}F^2(\Delta)$, где $F(\Delta)$ – нормированная ДН передающей антенны в вертикальной плоскости с учетом влияния Земли; Δ – угол возвышения траектории волны, определяемый (22.4); $r_{в}$ – путь, проходимый волной от точки передачи до точки приема.

Второй множитель (1/2) соответствует уменьшению поля (или мощности) на 6 дБ. Из них 3 дБ А. Н. Казанцев относит за счет того, что приемная антенна имеет линейную поляризацию, а волна в процессе отражения от ионосферы приобретает эллиптическую (а иногда и круговую) поляризацию. Другие 3 дБ обусловлены тем, что волна в ионосфере расщепляется на обыкновенную и необыкновенную; необыкновенная составляющая сильно поглощается, а для приема оказывается полезной только половина излученной мощности.

Третий множитель $(1 + R)/2$ учитывает влияние отраженной от Земли волны в месте расположения приемной антенны. Если бы приемная антенна B (рис. 22.5) находилась на оптимальной высоте h_2 над земной поверхностью, то волны *1* и *2* имели бы одинаковую фазу в точке приема и результирующее поле (при горизонтальной поляризации) имело бы значение $(1 + R)E_0$, где E_0 – поле прямой волны *1*. В реальных условиях вследствие колебаний высоты отражающего слоя обеспечить оптимальное сложение волн *1* и *2* не удается, и А. Н. Казанцев берет среднее значение коэффициента, учитывающего влияние отраженной от Земли волны, а именно $(1 + R)/2$. Обычно выбирают среднее значение R порядка 0,8.

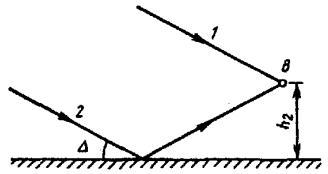


Рис. 22.5

Четвертый множитель R^{n-1} учитывает дополнительные потери при отражении от Земли в промежуточных точках в случае многоскачкового распространения. Здесь n – число отражений от ионосферы. На односкачковых линиях (с одним отражением от ионосферы) $n = 1$ и $R^{n-1} = 1$.

Наконец, пятый множитель $\exp(-\Gamma_{и})$ учитывает поглощение в ионосфере.

Полный интегральный коэффициент поглощения $\Gamma_{и}$ определяется как сумма поглощения в тех слоях ионосферы, которые волна проходит (неотклоняющее поглощение), и поглощения в отражающем слое ионосферы (отклоняющее поглощение). В случае, когда в ионосфере существуют все регулярные слои и отражение происходит от слоя $F2$, полный коэффициент поглощения

$$\Gamma_{и} = \frac{A_{\Sigma}}{(f_{р} + f_{L})^2} + B_{F2}f_{р}^2. \qquad (22.6)$$

Первое слагаемое определяет неотклоняющее поглощение. Здесь A_{Σ} – коэффициент, зависящий от критической частоты слоя E ионосферы (как мера электронной плотности во всех слоях) и длины трассы (рис. 22.6); рабочая частота $f_{р}$ и частота продольного гиромагнитного резонанса f_L (см. 17.3.1) выражены в мегагерцах. Чем больше степень ионизации ионосферы ($f_{кр}E$), тем больше ее удельная проводимость (17.20) и больше поглощение. Чем больше длина трассы, тем больший путь проходит волна в неотклоняющих слоях и тем больше поглощение. Эти зависимости и отражены на рис. 22.6. Из формулы (22.6) следует, что с уменьшением $f_{р}$ возрастают потери, так как растет проводимость ионосферы.

Второе слагаемое в (22.6) оценивает отклоняющее поглощение при отражении волны от слоя $F2$. Коэффициент B_{F2} зависит от протяженности трассы и

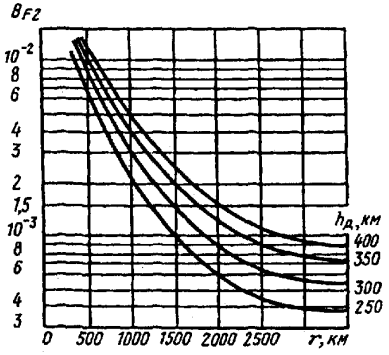


Рис. 22.6

действующей высоты отражения волны (рис. 22.7). Из рисунка видно, что при увеличении r значения B_{F2} уменьшаются, т.е. уменьшается поглощение. Это можно объяснить тем, что на более длинных трассах используются волны с более пологими траекториями, которые меньше проникают вглубь отражающего слоя и меньше поглощаются.

Закономерности изменения $\Gamma_и$, вытекающие из формулы (22.6) и рис. 22.6, 22.7, полностью соответствуют тем, которые были рассмотрены в 18.3.3.

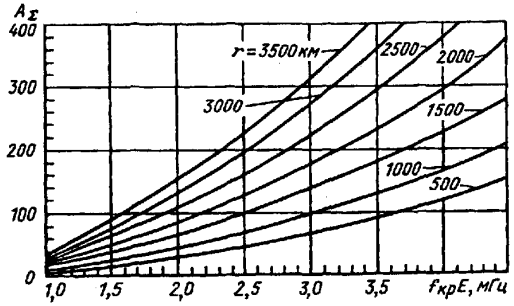


Рис. 22.7

22.6.3. Влияние условий распространения на работу радиовещания

Декаметровые волны имеют ограниченное применение для вещания из-за большой загруженности этого диапазона, высокого уровня помех станций и относительно низкого качества приема. Наиболее типично применение КВ диапазона для вещания на труднодоступные удаленные районы, когда системы, работающие на более коротких (УКВ) или более длинных (СВ, ДВ) волнах, оказываются непригодными из-за ограниченного радиуса действия. Вещание на декаметровых волнах предусматривает обслуживание заданной территории с помощью ионосферных волн.

Волновое расписание (см. § 22.2) для вещания составляется с учетом условий распространения в течение целого сезона. В результате во многих

случаях работа ведется на частотах, далеких от ОРЧ, что снижает уровень сигнала и качество приема.

Зона обслуживания вещательного передатчика имеет границы, которые при учете помех только природного происхождения определяются минимально допустимой напряженностью поля E_{min}. Медианное значение напряженности поля определяется по методу, изложенному в 22.6.2.

Для диапазона КВ характерно наличие мертвой зоны, в пределах которой регулярный прием невозможен, так как радиус действия земной волны обычно меньше, чем наименьшее расстояние, перекрываемое по Земле ионосферной волной. Внутренний радиус этой зоны устанавливают путем расчета напряженности поля земной волны с помощью методов, изложенных в гл. 16. Рассчитывая напряженность поля на разных расстояниях от передающей антенны, определяют то расстояние, при котором уровень поля равен минимально допустимому значению. Внешний радиус устанавливается по критическому углу падения волны на ионосферу (см. рис. 18.7). Если в первом приближении отражающий слой ионосферы считать достаточно тонким, то внешний радиус мертвой зоны можно оценить по приближенной формуле [5]

$$r_{м з} = 2h_д \left\{ \frac{(f_р / f_{кр})^2 - 1}{1 + \left[(f_р / f_{кр})^2 - 1\right] h_д / a_{зм}} \right\}^{1/2}.$$

Из формулы видно, что на частоте $f_р = f_{кр}$ внешний радиус мертвой зоны равен нулю. С возрастанием частоты радиус $r_{мз}$ увеличивается, достигая максимального значения на частоте $f_р$, равной МПЧ.

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*5, 57*].

Контрольные вопросы

1. В чем различие максимальной применимой частоты и максимальной частоты?
2. Каковы причины замираний на КВ радиолиниях и какие меры позволяют повысить устойчивость приема?
3. Чем ограничивается скорость передачи дискретной информации на КВ радиолиниях?
4. Каковы основные положения метода расчета напряженности поля? Поясните структуру соответствующей формулы.
5. Как влияют условия распространения на требования, предъявляемые к ДН антенн в вертикальной и горизонтальной плоскостях?
6*. Почему понятие «мертвой зоны» для приема характерно именно для диапазона КВ?

Глава 23. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СРЕДНИХ И ДЛИННЫХ ВОЛН

23.1. Распространение средних волн

23.1.1. Основные механизмы распространения и области применения

К диапазону СВ (гектометровые волны) относят радиоволны длиной 100...1000 м (частоты от 3 МГц до 300 кГц). Характерной особенностью распространения СВ является прием в дневное время только земной волны, а в ночное – и земной, и пространственной.

Земная волна распространяется вдоль поверхности Земли на большие расстояния, чем в диапазоне КВ. Объясняется это меньшей утечкой энергии волны в почву и меньшими дифракционными потерями (см. 16.5.2 и 16.5.4). В реальных условиях прием земной волны возможен на расстояниях до нескольких сотен километров в любое время суток.

Пространственная волна может приходить в точку приема в результате отражения от ионосферы. Для СВ условия отражения от ионосферы выполняются в слое *E*. Однако в дневные часы, когда существует слой *D*, ионосферная волна испытывает настолько сильное поглощение в этом нижележащем слое, что ее прием оказывается невозможным. С наступлением темноты, когда слой *D* исчезает, напряженность поля пространственной волны резко возрастает, и на расстояниях более 100...200 км эта волна становится доминирующей.

Таким образом, в дневное время радиус действия станций обычно составляет несколько сотен километров, увеличиваясь в ночное время до 2000...3000 км и более. Аналогичными условиями распространения характеризуются и волны длиной примерно до 2000 м (частоты до 150 кГц), т.е. коротковолновая часть смежного диапазона ДВ. Поэтому в данном разделе в целом рассматриваются радиодиапазоны длиной 100...2000 м.

Описанные условия распространения наиболее типичны для среднего участка диапазона СВ. При приближении к диапазону КВ усиливается роль пространственных волн; при приближении к диапазону ДВ происходит постепенный переход к волноводному распространению (см. 23.2.1).

Наиболее применимы эти волны в службе вещания, для которой Комитетом частот МККР выделена полоса 187...2000 м (частоты 1,6 МГц...150 кГц). Кроме того, они используются для целей морской связи. На морских линиях условия распространения земной волны наиболее благоприятны из-за малой утечки энергии в подстилающую среду – морскую воду, которая обладает высокой проводимостью.

23.1.2. Случайные флуктуации напряженности поля

На расстояниях, где в течение суток доминирует поле земной волны, уровень сигнала устойчив. Эта область расстояний называется *зоной уверенного приема*. Далее расположена *зона ближних замираний*, где с наступлением темноты принимаемое поле есть результат интерференции соизмеримых по амплитуде земной и пространственной волн. Вследствие нерегулярных флуктуаций электронной плотности в ионосфере фаза пространственной волны непрерывно изменяется, поэтому в ближней зоне прием сопровождается глубокими замираниями интерференционного происхождения (рис. 23.1).

За зоной ближних замираний расположена зона дальнего приема или так называемая *зона дальних замираний*. В данной зоне прием осуществляется за счет нескольких пространственных волн, *n*-кратно

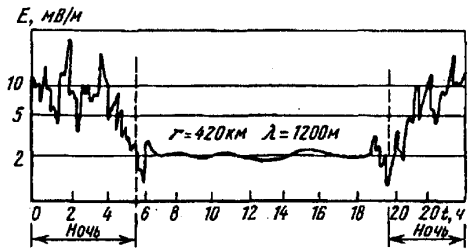


Рис. 23.1

отраженных от ионосферы. Амплитуды многократно отраженных волн в 2 и большее число раз меньше амплитуды однократно отраженной волны, поэтому в этой зоне замирания менее глубоки, чем в зоне ближних замираний.

При проектировании радиовещательной сети в диапазоне СВ обычно ставится задача расширить зону уверенного приема, т.е. по возможности увеличить напряженность поля земной волны и уменьшить напряженность поля пространственных волн, излучаемых под большими углами к горизонту. При таком распределении поля зона ближних замираний смещается на более далекие расстояния от передатчика. Достигается это применением так называемых «антифединговых» антенн на передаче (см. гл.12), которые имеют диаграммы направленности (рис. 23.2), более «прижатые» к Земле (кривая *2*), чем обычные антенны-мачты (кривая *1*).

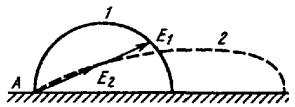


Рис. 23.2

23.1.3. Перекрестная модуляция в ионосфере

В ночное время в зоне приема ионосферных волн может наблюдаться явление перекрестной модуляции: при настройке приемника на частоту f маломощного передатчика может прослушиваться передача другого, мощного передатчика, при этом несущая частота мешающего передатчика $f_м$ не входит в полосу пропускания приемника. Такое явление возможно, если поле маломощного передатчика оказывается промодулированным сигналом мощной станции. Модуляция происходит в ионосфере за счет ее нелинейных свойств.

Процесс перекрестной модуляции протекает по следующей схеме. Если сигнал мощной (мешающей) станции промодулирован низкой частотой Ω, то скорость движения свободных электронов в ионосфере под действием поля этой станции окажется зависящей от Ω. Скорость движения электронов влияет на проводимость и тем самым – на поглощение. Изменение поглощения под действием поля мощной станции проявляется в амплитудной модуляции сигналов, распространяющихся в этой возмущенной области ионосферы. Это явление и называется *перекрестной модуляцией* в ионосфере.

Для того чтобы ослабить или избежать перекрестной модуляции, приходится при проектировании сети вещания выбирать мощности передатчиков и их взаимное расположение, а также ДН антенн с учетом этого эффекта. За счет перекрестной модуляции в приемник часто проникают интенсивные

грозовые помехи, которые невозможно отфильтровать – грозовой разряд модулирует принимаемый сигнал.

23.1.4. Расчет напряженности поля

В диапазоне волн 100…2000 м напряженность поля земной волны удовлетворительно оценивается формулами, справедливыми для низко расположенных антенн (см. § 16.3 и 16.4). Однако в рассматриваемом диапазоне на поле земной волны оказывает влияние электрическая неоднородность почвы вдоль трассы и по глубине почвенного покрова, а также неровности рельефа. Расчет напряженности поля в этих случаях ведут с учетом так называемых кажущихся значений диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{гзм\ к}$ и проводимости $\sigma_{зм\ к}$ Земли, которые зависят не только от электрических свойств подстилающей поверхности, но и от характера рельефа [29]. Например, для городских условий характерны значения $\varepsilon_{гзм\ к} = 3…5$; $\sigma_{зм\ к} = 10^{-4}…10^{-3}$ См/м.

В инженерной практике для определения поля земной волны широко применяются графики МККР, которые представляют результат расчета напряженности поля по дифракционным формулам для разных проводимостей подстилающей поверхности. В качестве примера на рис. 23.3 приведены такие графики для почвы с параметрами: $\varepsilon_{гзм\ к} = 4$; $\sigma_{зм\ к} = 10^{-3}$ См/м. Значение напряженности поля, приведенные на графиках, соответствуют излученной мощности, равной 1 кВт, и короткой вертикальной передающей антенне (элементарному вибратору), стоящей на поверхности идеальной Земли. Реально напряженность поля, определенную из графика, следует умножить на $\sqrt{P_1' G_1}$, где P_1' – мощность, подводимая к передающей антенне, кВт; G_1 – коэффициент усиления передающей антенны в направлении вдоль Земли, вычисленный по отношению к элементарному электрическому вибратору, расположенному на идеальной Земле.

В ночное время кроме земной волны необходимо учитывать наличие волны, отраженной от ионосферы. Напряженность поля ионосферной волны $E_и$, мВ/м, рекомендуют определять, используя результаты статистической обработки измерений, проведенных на Европейском континенте [28]:

$$E_и = 10233\sqrt{P_1' G_1}\,/\,r \exp(-8{,}94 \cdot 10^{-4} \lambda^{-0{,}26} r),$$

где P_1' выражена в киловаттах, а все длины – в километрах. В [28] приводятся многочисленные графики, позволяющие внести поправку на время суток, уровень солнечной активности, ДН антенны и др.

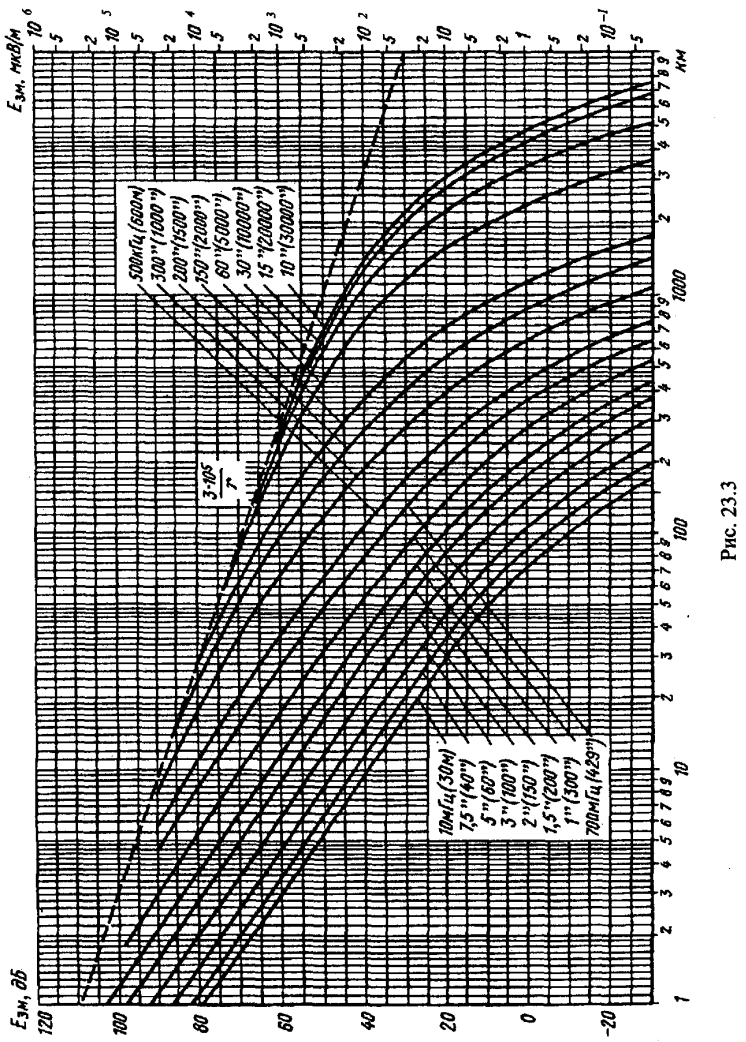


Рис. 23.3

23.2. Распространение длинных волн

23.2.1. Механизм распространения и области применения

К диапазону ДВ (километровые волны) относят радиоволны длиной 1000...10000 м (частоты 300...30 кГц). Длинные волны вследствие отсутствия поглощения Землей, которая практически является для них проводником, и большого дифракционного поля распространяется земной волной на сравнительно большие расстояния (при использовании профессионального приема). Однако уже на расстояниях 1000...2000 км поле ионосферной волны значительно превышает поле земной волны.

Как отмечалось в 18.1.1, в диапазоне ДВ приближение геометрической оптики не выполняется. Современные теории распространения ДВ базируются на распространении этих волн в сферическом волноводе, нижней стенкой которого является поверхность Земли, а верхней – днем слой *D*, ночью слой *E*. Сложность физических процессов при распространении радиоволн в таком волноводе обусловлена следующими причинами: сферичностью Земли и ионосферы; размытостью и конечной проводимостью нижней границы ионосферы, ее анизотропными свойствами за счет влияния магнитного поля Земли; конечной проводимостью и сложным рельефом земной поверхности.

Волноводная теория [35] показывает, что, как и в идеальном волноводе, поле в точке приема представляет результат интерференции множества волн, претерпевших *n*-кратное отражение от стенок волновода. Каждая *n*-составляющая, называемая *парциальной волной*, распространяется по наклонной по отношению к оси волновода траектории. Каждой парциальной волне соответствует свой угол падения φ_n на стенки волновода. От того угла зависит коэффициент отражения от стенок, т.е. закон затухания волны.

Быстрое затухание волн с высокими номерами приводит к тому, что с увеличением расстояния все меньшее число мод оказывается существенным при формировании поля в точке приема. Структура поля в точке приема зависит от времени суток. Ночью в формировании поля участвует большее число волн, чем днем, поскольку в темное время суток исчезает слой *D* и затухание всех волн уменьшается. На рис. 23.4

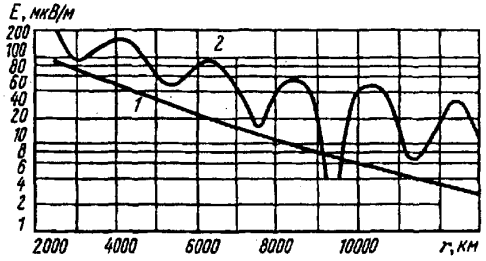


Рис. 23.4

приведены рассчитанные зависимости $E(r)$, справедливые для дня (*1*) и ночи (*2*) на частоте 20 кГц.

Ночная зависимость $E(r)$ на частоте 50 кГц показана на рис. 23.5. Эта зависимость рассчитана при эквивалентной излученной мощности $P_{1э} = 1$ кВт; $\sigma_{зм} = \infty$ и высоте волновода 70 км.

В заключение необходимо отметить еще одну особенность распределения поля с расстоянием, характерную для диапазона длинных волн. Измерения показывают, что на расстоянии около 20 000 км от излучателя (точка антипода A, находящаяся на противоположной стороне земного шара) напряженность поля возрастает (рис. 23.6). В антиподе амплитуда поля превышает ее значения в середине трассы в 6...7 раз. Теория волноводного распространения подтверждает существование эффекта антипода в сферическом волноводе. Чисто качественно его можно объяснить как результат «стекания» в эту область волн, приходящих с раз-

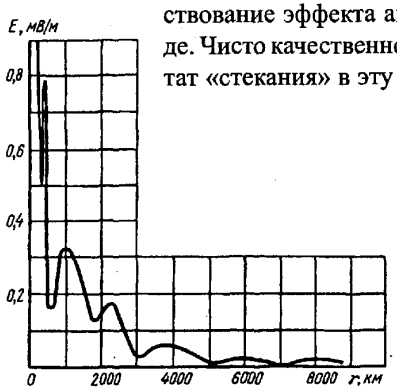


Рис. 23.5

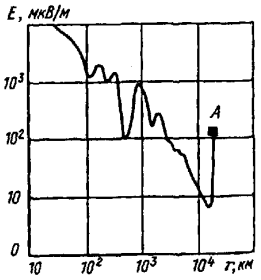


Рис. 23.6

ных направлений, т.е. волны, огибающие Землю, у антипода складываются в фазе.

Область применения этих волн определяется особенностями их распространения. Относительно малое затухание поля в тракте распространения и устойчивость по отношению к ионосферным возмущениям делают рациональным использованием волн для связи на дальние расстояния, простирающиеся до антипода. Однако малая частотная емкость этого диапазона (всего 29,7 кГц) позволяет применять только телеграфные системы с малыми скоростями телеграфирования (например, работа ключом).

23.2.2. Расчет напряженности поля

Нахождение поля в сферическом волноводе Земля – нижняя граница ионосферы сводится к решению уравнений Максвелла с учетом граничных условий, в которых отражены форма и электрические характеристики стенок волновода. Несмотря на то, что теория волноводного распространения достаточно хорошо разработана [35], на сегодняшний день еще не создан метод, удобный для практических расчетов.

В дневное время для расстояний до 16000...18000 км над морем и сушей, причем в последнем случае, начиная с расстояний 2000...3000 км, расчет $E_д$, мВ/м, обычно ведут по полуэмпирической формуле Остина [59]: $E_д = (300/r)\sqrt{P_1' G_1}\sqrt{\theta/\sin\theta}\exp(-0{,}0014 r/\lambda^{0,6})$, где P_1' – мощность, подводимая к передающей антенне, кВт; $\theta = r/a_{зм}$ все длины выражены в километрах.

Литература: *основная* [*58*], *дополнительная* [*5, 28, 35*].

Контрольные вопросы

1. Почему радиус действия СВ передатчика изменяется в течение суток?
2. Что называется зоной уверенного приема СВ и какими способами увеличивают протяженность этой зоны?
3*. Почему эффект перекрестной модуляции радиоволн в ионосфере характерен только для диапазона СВ?
4. От каких параметров трассы и оборудования зависит напряженность поля пространственной волны в диапазоне СВ?
5. Какие характерные черты распределения поля с расстоянием на ДВ?
6*. Почему закон распределение поля на ДВ зависит от времени суток?
7*. Почему в диапазоне ДВ случайные флуктуации напряженности поля протекают только медленно?

Глава 24. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

24.1. Общие замечания

Оптическое излучение охватывает диапазон волн примерно от 0,01 до 1000 мкм (частоты $3 \cdot 10^{11} \ldots 3 \cdot 10^{16}$ Гц). Весь диапазон принято разбивать на ультрафиолетовую ($\lambda = 0{,}01 \ldots 0{,}38$ мкм), видимую ($\lambda = 0{,}38 \ldots 0{,}76$ мкм) и инфракрасную ($\lambda = 0{,}76 \ldots 1000$ мкм) области. Такое деление носит несколько условный характер, поскольку строгих границ между областями не существует.

Специфическими преимуществами волн оптического диапазона по сравнению с волнами радиодиапазона являются потенциальная возможность передачи больших объемов информации и возможность достижения высокой степени концентрации излучаемой энергии. Эти две особенности определяют повышенный интерес к оптическим системам связи. Однако использование этих систем в условиях земной атмосферы ограничивается влиянием тракта распространения. Длина волны оптического излучения соизмерима с размерами молекул и различных взвешенных частиц, содержащихся в атмосфере. Это вызывает ослабление поля за счет молекулярного поглощения, рассеяние на молекулах и взвешенных частицах. Взаимодействие оптического излучения с турбулентной атмосферой приводит к изменению траектории пучка волн и его расширению, ослаблению за счет рассеяния, ухудшению пространственной когерентности и поляризационным флуктуациям.

Волны оптического диапазона могут распространяться только как земные и прямые. В атмосфере с плавно меняющимися параметрами возникает рефракция волн оптического диапазона. Радиус кривизны траектории вследствие меньшего влияния на столь высоких частотах молекул водяного пара при нормальной атмосферной рефракции составляет $\rho \approx 50000$ км против значения $\rho = 25000$ км для диапазона УКВ.

24.2. Ослабление волн оптического диапазона в атмосфере

Молекулярное поглощение. В оптическом диапазоне, так же как и в диапазоне радиоволн, молекулярное поглощение обусловлено переходом молекул в более высокие энергетические состояния (см. 18.3.1). Оптическое из-

лучение поглощается одновременно почти всеми атмосферными газами, однако наибольшие потери происходят в молекулах паров воды, углекислого газа, кислорода и озона.

Для количественной оценки степени поглощения в оптическом диапазоне часто пользуются величиной A, которая называется поглощением (по мощности): $A = 1 - V^2$, где V – модуль множителя ослабления по напряженности поля, определяемый соотношением (15.16). Поглощение A обычно выражается в процентах. Наглядное представление о распределении поглощения в диапазоне длин волн 0,01...100 мкм можно получить из рис. 24.1, на котором приведены две записи спектра поглощения солнечного излучения [25] у поверхности Земли (рис. 24.1, *а*) и на высоте 11 км (рис. 24.1, *б*). Видно, что ультрафиолетовые лучи с длиной волны до 0,3 мкм и инфракрасные лучи с длиной волны 25...100 мкм практически полностью поглощаются атмосферой (погонное ослабление составляет 100...1000 дБ/км).

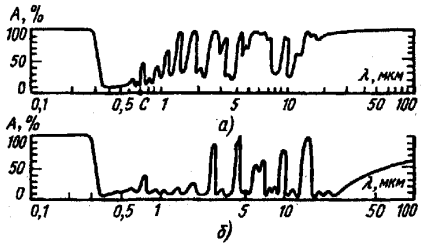


Рис. 24.1

В диапазоне волн 0,3...25 мкм в атмосфере существуют так называемые *окна прозрачности*, соответствующие участкам длин волн: 0,4...0,85; 0,95...1,05; 1,2...1,3; 1,6...1,75; 2,1...2,4; 3,4...4,2; 8...12 мкм. Коэффициент ослабления в окнах прозрачности снижается до 1...10 дБ/км.

С увеличением высоты над поверхностью Земли концентрация паров воды и углекислого газа уменьшается. Поэтому ширина окон прозрачности увеличивается и поглощение соответствующих им излучений уменьшается (см. рис. 24.1, *б*). Отметим, что каждая из полос поглощения на рис. 24.1 состоит из многих тысяч отдельных линий поглощения, между которыми располагаются многочисленные микроокна прозрачности. В качестве примера на рис. 24.2 приведена тонкая структура спектра поглощения атмосферы, соответствующая точке *С* на рис. 24.1. Видно, что для передачи информации с помощью оптических волн в условиях атмосферы необходимо выбирать рабочие частоты с учетом микроокон прозрачности и точно стабилизировать частоту излучения.

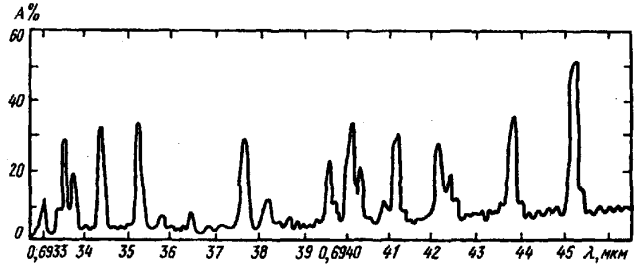


Рис. 24.2

Рассеяние на молекулах и взвешенных частицах. Отдельные молекулы атмосферных газов, частицы пыли и дыма, а также капли воды в облаках, туманах, дождях рассеивают волны оптического диапазона. Характер рассеянного поля, как всегда, зависит от соотношения размеров частиц и длины волны.

Размеры молекул и микроскопических капель воды в дымке малы по сравнению с длиной волны. Вносимые ими потери на рассеяние следуют закону Рэлея, при котором с увеличением длины волны потери уменьшаются пропорционально $1/\lambda^4$. При длине волны больше 0,6 мкм коэффициент ослабления за счет рэлеевского рассеяния в атмосфере не превышает 1 дБ/км, и обычно этим видом ослабления можно пренебречь.

Частицы пыли, дыма, капли воды в облаках, тумане и дожде имеют размеры порядка длины световой волны и более, поэтому они оказывают значительное влияние на распространение волн оптического диапазона. При распространении в наиболее часто встречающихся облаках и туманах с размерами капель воды 4...6 мкм коэффициент ослабления сравнительно мало зависит от длины волны и при оптической видимости 200 м составляет примерно 90 дБ/км. Это означает, что при прохождении пути длиной всего 1 км интенсивность излучения уменьшается в 10^9 раз.

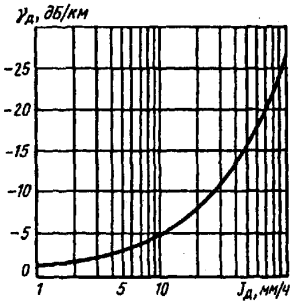


Рис. 24.3

Осадки в виде дождей содержат частицы воды размерами до 100 мкм и более, при этом коэффициент ослабления практически не зависит от длины волны и определяется только интенсивностью осадков: $\gamma_д \approx -0{,}9J_д^{0{,}74}$, где $\gamma_д$ – коэффициент ослабления, дБ/км; $J_д$ – интенсивность осадков, мм/ч. По этой формуле

построен график, представленный на рис. 23.3, из которого видно, что коэффициент ослабления волн оптического диапазона в осадках велик и может достигать значений в несколько десятков децибел на километр.

Ослабление на турбулентных неоднородностях. Ослабление узких пучков волн оптического диапазона на турбулентных неоднородностях атмосферы существенно зависит от соотношения диаметра пучка и размеров этих неоднородностей. В общем случае причиной ослабления поля могут служить расширение пучка (линзоподобное действие), отклонение траектории распространения волны (эффект преломления) или рассеяние волны.

В реальных условиях поперечные размеры пучка волны меньше или примерно равны размеру турбулентностей, поэтому может происходить заметное расширение пучка волн, а также сильное отклонение траектории распространения от первоначального направления. Ослабление за счет рассеяния на турбулентностях обычно невелико – ниже 1 дБ/км. В целом потери передачи за счет турбулентностей изменяются во времени, а в тех случаях, когда в результате преломления узкий пучок волн проходит мимо приемной антенны, связь полностью нарушается.

Из сказанного выше следует, что передача информации через атмосферу с помощью волн оптического диапазона затруднена рядом факторов. Наиболее существенный из них – резкое увеличение ослабления при наличии на трассе осадков, когда погонное ослабление может достигать нескольких десятков децибел на километр. Поэтому атмосферные лазерные системы связи пока широко не применяются. Имеющиеся линии используются, как правило, для передачи цифровой информации с высокой скоростью на расстояния от нескольких сотен метров (связь между отдельными зданиями) до нескольких километров.

В условиях космического пространства узконаправленные пучки волн оптического диапазона распространяются практически без потерь, что делает более перспективным применение этого диапазона для линий типа космос – космос.

24.3. Нелинейные эффекты в атмосфере при распространении лазерного излучения

При распространении в атмосфере сверхмощного излучения, достигаемого в современных лазерах, обнаруживаются нелинейные эффекты, возникающие в средах, свойства которых зависят от интенсивности воздействующего поля.

Эффект насыщения заключается в том, что при увеличении мощности излучения коэффициент молекулярного поглощения атмосферы уменьша-

ется и наступает своеобразное «просветление» – увеличение ее прозрачности. Этот эффект может иметь место при достижении плотности потока мощности около 10^7 Вт/см^2, что вполне реально для современных лазеров.

Самофокусировка лазерного излучения в атмосфере. При распространении лазерного излучения в атмосфере могут происходить изменения коэффициента преломления воздуха в канале пучка. При этом разница в значениях коэффициента преломления в канале пучка и вне его может быть такой, при которой устраняется расходимость пучка. Это явление называют *самофокусировкой лазерного излучения*. Факт самофокусировки мощного лазерного излучения в атмосфере подтверждается экспериментально.

Воздействие лазерного излучения на облака и туманы. Облучение облаков и туманов мощным направленным излучением сопровождается рядом эффектов, приводящих к изменению условий распространения. Наибольший практический интерес представляет значительное уменьшение ослабления поля за счет полного или частичного испарения капель воды под действием мощного излучения. Просветление облаков и туманов сильнее всего проявляется на длинах волн, которым соответствуют максимальные значения коэффициентов поглощения воды. Наиболее перспективен для этих целей интервал длин волн 10...25 мкм.

Литература: основная [*58*], *дополнительная* [*25*].

Контрольные вопросы

1. В чем основные преимущества волн оптического диапазона по сравнению с радиоволнами?
2. Чем ограничивается применение волн оптического диапазона на линиях со свободным распространением в атмосфере?
3. В чем проявляются нелинейные эффекты в атмосфере и при каких условиях они возникают?

Список литературы

1. **Айзенберг Г. З.** Коротковолновые антенны. – М.: Связьиздат, 1962. – 815 с.
2. **Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н.** Антенны УКВ. Ч. 1, 2. – М.: Связь, 1977. – 667 с.
3. **Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г.** Пассивные ретрансляторы для радиорелейных линий. – М.: Связь. 1973. – 208 с.
4. **Азрилянт П. А., Белкина М. Г.** Численные результаты теории дифракции радиоволн вокруг земной поверхности. – М.: Сов.радио. 1957. – 88 с.
5. **Альперт Я. Л.** Распространение электромагнитных волн и ионосфера. – М.: Наука, 1972. – 563 с.
6. **Антенны** (Современное состояние и проблемы) / Д. И. Воскресенский, В. Л. Гостюхин, К. И. Гриненко и др.; Под ред. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского. – М.: Сов. радио, 1979. – 207 с.
7. **Антенны** и устройства СВЧ / Под ред. Д. И. Воскресенского. – М.: Сов. радио, 1972. – 320 с.
8. **Антенны** и устройство СВЧ (Проектирование фазированных антенных решеток) // Д. И. Воскресенский, В. Л. Гостюхин, Р. А. Грановская и др.; Под ред. Д. И. Воскресенского. – М.: Радио и связь. 1981. – 431 с.
9. **Антенны** эллиптической поляризации: Пер. с англ. / Под ред. А. И. Шпунтова. – М.: ИЛ, 1961. – 350 с.
10. **Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д.** Синтез излучающих систем. – М.: Сов.радио, 1979. – 232 с.
11. **Беньковский З., Липинский Э.** Любительские антенны коротких и ультракоротких волн: Пер. с польск. / Под ред. О. П. Фролова. – Радио и связь, 1983. – 479 с.
12. **Антенны** для радиосвязи и радиовещания / С. П. Белоусов, Р. В. Гуревич, Г. А. Клигер, В. Д. Кузнецов. Ч. 1. Коротковолновые антенны. – М.: Связь. 1970. – 136 с.
13. **Антенны** для радиосвязи и радиовещания / С. П. Белоусов, Р. В. Гуревич, Г. А. Клигер, В. Д. Кузнецов. Ч. 2. Средневолновые и длинноволновые антенны. – М.: Связь, 1980. – 120 с.
14. **Бронштейн И. Н., Семендяев К. А.** Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУзов. – М.: Наука, 1986. – 544 с.
15. **Бубнов Г. Г.** Антенны радиоустройств. – М.: Знание. 1978. – 64 с.
16. **Булгак В. Б.** Концепция коммерческой связи России // Телевестник. – М.: Радио и связь, 1987. – 272 с.
17. **Васильев Е. Н.** Возбуждение тел вращения. – М.: Радио и связь, 1987.
18. **Вольман В. И., Пименов Ю. В.** Техническая электродинамика. – М.: Связь. 1971. – 437 с.
19. **Воскресенский Д. И., Филлипов В. С.** Печатные излучатели // Антенны / Под ред. Д. И. Воскресенского. – М.: Радио и связь, 1985. – Вып. 32. С. 4–16.
20. **Драбкин А. Л., Зузенко В. Л., Кислов А. Г.** Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио, 1974. – 536 с.

21. **Ерохин Г. А., Кочержевский В. Г., Гофман В. Г.** Метод синтеза эффективного возбудителя поверхностной волны // Радиотехника. 1986. № 1.
22. **Жук М. С., Молочков Ю. Б.** Проектирование антенно-фидерных устройств. – М.: Энергия, 1966. – 648 с.
23. **Жук М. С., Молочков Ю. Б.** Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. – М.: Энергия, 1973.
24. **Зелкин Е. Г., Соколов В. Г.** Методы синтеза антенн. – М.: Сов. радио, 1980. – 294 с.
25. **Зуев В. Е., Кабанов М. В.** Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). – М.: Сов. радио, 1977. – 368 с.
26. **Ипполито Л. Дж.** Влияние условий атмосферного распространения радиоволн на космические системы связи. ТИИЭР. 1981. Т. 69. № 6.
27. **Калинин А. И.** Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний. – М.: Связь. 1979. – 259 с.
28. **Калинин А. И., Черенкова Е. Л.** Распространение радиоволн и работа радиолиний. – М.: Связь. 1971. – 438 с.
29. **Кашпровский В. Е., Кузубов В. А.** Распространение средних радиоволн земным лучом. – М.: Связь. 1971. – 220 с.
30. **Козырев Н. Д.** Антенны космической связи. – М.: Радио и связь, 1990.
31. **Курбанский И. Н.** Антенны. – М.: Энергия, 1973. – 336 с.
32. **Коротковолновые** антенны / Г. З Айзенберг, С. П. Белоусов, Э. М. Журбенко и др.; Под общ. ред. Г. З. Айзенберга. – М.: Радио и связь, 1985.
33. **Кочержевский Г. Н.** Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1981. – 280 с.
34. **Кочержевский Г. Н., Ерохин Г. А., Козырев Н. Д.** Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1989. – 352 с.
35. **Краснушкин П. Е.** Метод нормальных волн в применении к проблеме радиосвязей. МГУ, 1947. – 57 с.
36. **Лавров Г. А.** Взаимное влияние линейных вибраторных антенн. – М.: Связь, 1975. – 128 с.
37. **Лосев А. К.** Теория линейных электрических цепей. – М.: Высшая школа, 1987. – 512 с.
38. **Марков Г. Т., Сазонов Д. М.** Антенны. – М.: Энергия, 1975. – 528 с.
39. **Марков Г. Т., Чаплин А. Ф.** Возбуждение электромагнитных волн. – М.: Радио и связь, 1983. – 296 с.
40. **Минкович Б. М., Яковлев В. П.** Теория синтеза антенн. – М.: Сов.радио, 1969. – 296 с.
41. **Монзинго Р. А., Миллер Т. Ч.** Адаптивные антенные решетки: Пер. с англ. / Под ред. В.А. Лексаченко. – М.: Радио и связь, 1986. – 446 с.
42. **Основы** технического проектирования систем связи через ИСЗ / А. Д. Фортушенко, Г. Б. Аскинази, В. Л. Быков и др. – М.: Связь, 1970. – 330 с.
43. **Панченко Б. А., Нефедов Е. И.** Микрополосковые антенны. – М.: Радио и связь, 1985. – 143 с.
44. **Пистолькорс А. А.** Антенны. – М.: Связьиздат, 1947.
45. **Пистолькорс А. А.** Общая теория дифракционных антенн // ЖТФ. 1944.

46. **Покрас А. М., Сомов А. М., Цуриков Г. Г.** Антенны земных станций спутниковой связи. – М.: Радио и связь, 1985. – 288 с.
47. **Пономарев Г. А., Куликов А. Н., Тельпуховский Е. Д.** Распространение УКВ в городе. – Томск: МП «Раско», 1991. – 222 с.
48. **Проблемы** антенной техники / Под ред. Л. Д. Бахраха, Д. И. Воскресенского. – М.: Радио и связь, 1989. – 368 с.
49. **Сазонов Д. М.** Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высшая школа, 1988.
50. **Справочник** по радиорелейной связи / Под ред. С. В. Бородича. – М.: Радио и связь, 1981. – 416 с.
51. **Справочник** по спутниковой связи и вещанию / Под ред. Л. Я. Кантора. – М.: Радио и связь, 1983. – 288 с.
52. **Распределение** по земному шару атмосферных помех и их характеристики // МККР. Отчет 322. – М.: Связь, 1965. – 80 с.
53. **Связь** с подвижными объектами в диапазоне СВЧ: Пер. с англ. / Под ред. М. С. Ярлыкова и М. В. Чернякова. – М.: Связь, 1979. – 520 с.
54. **Фальковский О. Н.** Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1078.
55. **Фрадин А. З.** Антенно-фидерные устройства. – М.: Связь, 1977. – 440 с.
56. **Фок В. А.** Проблемы дифракции в распространении электромагнитных волн. – М.: Сов. радио, 1970. – 440 с.
57. **Фролов О. П.** Антены для земных станций спутниковой связи. – М.: Радио и связь, 2000. – 272 с.
58. **Хмельницкий Е. А.** Оценка реальной помехозащищенности приема сигналов в КВ диапазоне. – М.: Связь, 1975. – 232 с.
59. **Черенкова Е. Л., Чернышев О. В.** Распространение радиоволн. – М.: Радио и связь, 1984. – 272 с.
60. **Черный Ф. Б.** Распространение радиоволн. – М.: Сов. радио, 1972. – 463 с.
61. **Чернышев О. В., Васильева Т. Н.** Прогноз максимальных применимых частот. – М.: Наука, 1973. – 386 с.
62. **Шифрин Я. С.** Вопросы статистической теории антенн. – М.: Сов. радио, 1970. – 384 с.
63. **Яковлев О. И.** Космическая радиофизика. – М.: Научная книга, 1998. – 432 с.
64. **Ямпольский В. Г., Фролов О. П.** Антенны и ЭМС. – М.: Радио и связь, 1983. – 272 с.
65. **Ямпольский В. Г., Фролов О. П.** Оптимизация антенных систем линий связи. – М.: Радио и связь, 1991. – 272 с.

Оглавление

Предисловие .....
Введение 4
В.1. Назначение передающей и приемной антенн. Влияние среды на условия распространения радиоволн 4
В.2. Классификация радиоволн по диапазонам 8
В.3. Основные задачи теории антенн 9
В.4. Основные задачи теории распространения радиоволн 11
Глава1. Расчет поля излучения антенн. Основные электрические параметры передающих антенн 12
1.1. Применение принципа суперпозиции к расчету поля излучения антенн 12
1.2. Особенности расчета поля в дальней зоне антенны 16
1.3. Основные электрические параметры передающих антенн 24
Глава2. Теория симметричных вибраторов 38
2.1. Общие соображения. Приближенный закон распределения тока в симметричном электрическом вибраторе 38
2.2. Диаграмма направленности СЭВ. Коэффициент направленного действия и действующая длина 41
2.3. Входное сопротивление и сопротивление излучения 45
2.4. Основы строгого решения задачи о симметричном электрическом вибраторе 48
2.5. Симметричный щелевой вибратор 51
Глава 3. Излучение антенных решеток 58
3.1. Общие сведения 58
3.2. Линейные АР с равноамплитудным возбуждением и линейным изменением фазы 59
3.3. Влияние неравномерности амплитудного распределения на ДН линейной АР 73
3.4. Влияние фазовых искажений на ДН линейной решетки 75
3.5. Входное сопротивление излучающего элемента АР. Мощность, излучаемая АР 78
3.6. Коэффициент направленного действия линейных АР 81
3.7. Понятие о непрерывном линейном излучателе 85
3.8. Плоские антенные решетки 89
3.9. Неэквидистантные решетки 95
Глава4. Излучение возбужденных поверхностей 98
4.1. Диаграмма направленности прямоугольных и круглых раскрывов с синфазным и равноамплитудным возбуждением 98
4.2. Влияние амплитудных и фазовых распределений на ДН излучающих поверхностей 102
4.3. Коэффициент направленного действия излучающих поверхностей 105

4.4. Методы решения задач синтеза амплитудно-фазовых распределений 108
Глава5. Основы теории приемных антенн 117
5.1. Физические основы процесса приема 117
5.2. Применение принципа взаимности для анализа приемных антенн 120
5.3. Согласование приемной и передающей антенн по поляризации. Условия выделения максимальной мощности в нагрузке приемной антенны 124
Глава6. Простые вибраторные и щелевые антенны УКВ диапазона 130
6.1. Особенности антенн УКВ диапазона 130
6.2. Возбуждение симметричных вибраторов симметричной линией. Разновидности простых вибраторных антенн 132
6.3. Возбуждение симметричных вибраторов коаксиальной линией. Симметрирующие устройства 136
6.4. Излучение вибраторов, расположенных вблизи идеально проводящей плоскости. Несимметричные вибраторы 140
6.5. Активные вибраторные антенны 145
6.6. Щелевые резонансные антенны 147
Глава7. Антенны поперечного и осевого излучений УКВ диапазона 150
7.1. Синфазные вибраторные антенные решетки 150
7.2. Антенны в печатном исполнении 152
7.3. Многощелевые волноводные антенны 154
7.4. Директорные антенны 160
7.5. Логопериодические вибраторные антенны 164
7.6. Антенны вращающейся поляризации 167
7.7. Антенны поверхностных волн (АПВ) 174
Глава8. Апертурные антенны 184
8.1. Рупорные антенны 184
8.2. Зеркальные параболические антенны 193
8.3. Двухзеркальные антенны 208
8.4. Облучатели зеркальных антенн 213
8.5. Антенна – параболический цилиндр. Уголковая антенна 215
8.6. Уровень излучения параболической антенны в области тени 217
Глава9. Сканирующие антенные решетки и решетки с обработкой сигналов 220
9.1. Назначение и методы сканирования 220
9.2. Фазированные антенные решетки 222
9.3. Многолучевые антенные решетки 229
9.4. Антенные решетки с обработкой сигналов 241
Глава10. Особенности антенн для телевидения, радиорелейных линий и космической радиосвязи 248
10.1. Телевизионные антенны 248
10.2. Антенны радиорелейных линий 257
10.3. Антенны для спутниковой и космической радиосвязи 270

10.4. Питание антенн радиорелейной, спутниковой и космической радиосвязи ... 276
Глава 11. Антенны декаметрового (коротковолнового) диапазона ... 285
11.1. Особенности коротковолновых антенн. Учет влияния Земли на диаграмму направленности ... 285
11.2. Простые КВ антенны ... 291
11.3. Синфазные горизонтальные диапазонные антенны (СГД) ... 295
11.4. Ромбические антенны ... 297
11.5. Антенны бегущей волны ... 302
11.6. Логопериодические антенны (ЛПА) ... 305
11.7. Вопросы питания коротковолновых антенн ... 306
Глава 12. Антенны средних, длинных и сверхдлинных волн ... 312
12.1. Особенности антенн ... 312
12.2. Передающие средневолновые антенны ... 315
12.3. Передающие антенны ДВ и СДВ диапазонов ... 322
12.4. Питание передающих антенн СВ, ДВ и СДВ диапазонов ... 326
12.5. Приемные антенны СВ, ДВ и СДВ диапазонов ... 327
Глава 13. Вопросы электромагнитной совместимости антенн ... 333
13.1. Параметры антенн, определяющие электромагнитную совместимость ... 333
13.2. Методы снижения бокового излучения апертурных антенн ... 336
13.3. Активные методы борьбы с помехами ... 344
Глава 14. Механизмы распространения радиоволн ... 347
Глава 15. Распространение радиоволн в свободном пространстве ... 350
15.1. Энергетические соотношения в условиях свободного пространства ... 350
15.2. Область пространства, существенно участвующая в формировании поля на заданной линии ... 354
Глава 16. Распространение земной волны ... 360
16.1. Физические процессы при распространении земной волны. Классификация методов расчета поля земной волны ... 360
16.2. Поле высоко поднятого излучателя в освещенной зоне ... 363
16.3. Поле низко расположенного излучателя в зоне приближения плоской Земли ... 373
16.4. Поле в зонах полутени и тени при высоко поднятых и низко расположенных излучателях ... 376
Глава 17. Электрические параметры земной атмосферы ... 379
17.1. Строение атмосферы ... 379
17.2. Электрические свойства тропосферы и стратосферы ... 384
17.3. Электрические свойства ионосферы ... 388
Глава 18. Распространение радиоволн в земной атмосфере ... 396
18.1. Преломление радиоволн ... 396
18.2. Рассеяние радиоволн слабыми неоднородностями диэлектрической проницаемости атмосферы ... 409

18.3. Ослабление радиоволн в атмосфере ... 412
Глава 19. Замирания сигнала. Искажения сигнала. Помехи радиоприему ... 419
19.1. Замирания сигнала ... 419
19.2. Искажения сигналов в тракте распространения ... 422
19.3. Помехи радиоприему ... 424
Глава 20. Распространение УКВ на наземных радиолиниях ... 432
20.1. Распространение УКВ земной волной ... 432
20.2. Дальнее тропосферное распространение УКВ ... 442
Глава 21. Распространение УКВ на космических радиолиниях ... 448
21.1. Особенности спутниковой связи ... 448
21.2. Потери в тракте распространения ... 449
21.3. Внешние шумы, влияющие на работу космических радиолиний ... 454
21.4. Искажения сигналов в тракте распространения ... 455
21.5. Энергетические соотношения на космических радиолиниях ... 458
Глава 22. Распространение коротких волн ... 461
22.1. Основной механизм распространения и области применения КВ . 461
22.2. Рабочие частоты ... 461
22.3. Замирания и разнесенный прием ... 463
22.4. Время запаздывания и ограничение скорости передачи информации ... 465
22.5. Влияние ионосферных возмущений ... 465
22.6. Основы расчета КВ радиолиний ... 466
Глава 23. Распространение средних и длинных волн ... 472
23.1. Распространение средних волн ... 472
23.2. Распространение длинных волн ... 477
Глава 24. Особенности распространения волн оптического диапазона ... 480
24.1. Общие замечания ... 480
24.2. Ослабление волн оптического диапазона в атмосфере ... 480
24.3. Нелинейные эффекты в атмосфере при распространении лазерного излучения ... 483
Список литературы ... 485

Учебное издание

Ерохин Густав Арсентьевич, **Чернышев** Олег Васильевич,
Козырев Николай Данилович, **Кочержевский** Вадим Георгиевич

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Учебник

Компьютерная верстка О.А. Москвина
Обложка художника В.Г. Ситникова

ЛР № 071825 от 16 марта 1999 г.
Подписано в печать 31.05.04., Формат 60×90/16.
Усл. печ. л. 30,75. Изд. № 92. Тираж 3000 экз.

Отпечатано с готовых диапозитивов в ООО ПФ «Полиграфист».
160001, г. Вологда, ул. Челюскинцев, 3.
Тел.: (8172) 72-55-31, 72-60-72.

Скоро выйдут в свет следующие книги:

Петров Б. М., Костромитин Г. И., Горемыкин Е. В. **Логопериодические вибраторные антенны:** Учебное пособие для вузов. М.: Горячая линия–Телеком, – 2004. – 239 с., ISBN 5-93517-191-0.

Изложены методы расчёта и особенности конструкций применяющихся в дециметровом диапазоне длин волн широкополосных телевизионных, сотовой связи и радиотелефонных классических, частичнопечатных, печатных и с кусочно-линейными излучателями логопериодических вибраторных антенн; приведены программы расчётов и рекомендации по изготовлению антенн.

Для студентов, обучающихся по направлению «Радиотехника», радиоинженеров и квалифицированных радиолюбителей.

Головин О. В., Простов С. П. **Системы и устройства коротковолновой радиосвязи** / Под ред. проф. О. В. Головина. – М.: Горячая линия–Телеком, 2004. – 522 с.: ил., ISBN 5-93517-192-9.

В работе приводятся основные требования к системам и устройствам коротковолновой (КВ) радиосвязи, обосновывается необходимость создания и структура общегосударственной автоматизированной сети КВ радиосвязи, выбирается критерий оценки эффективности ее функционирования, на основании которого проводится сравнительный анализ различных вариантов построения систем КВ радиосвязи. Подробно анализируется зоновая система КВ радиосвязи с вынесенным ретрансляционным пунктом. Рассматриваются модели систем КВ радиосвязи, структуры адаптивных управлений, методы и устройства контроля качества каналов связи, приведены методы и результаты экспериментальных исследований как каналов, так и систем КВ радиосвязи.

Проанализировано оборудование систем КВ радиосвязи; особое внимание уделено принципам и примерам реализации радиоприемных устройств; приводятся сведения о конкретных образцах аппаратуры КВ радиосвязи, выпускаемых отечественными и зарубежными фирмами. Отдельная глава посвящена построению вынесенного ретрансляционного пункта. Проанализирована роль систем КВ радиосвязи в комплексной системе связи России: в гражданской авиации, для чрезвычайных ситуаций, для системы КВ персонального радиовызова.

Для широкого круга читателей: от научных работников и аспирантов до студентов вузов.

Пескин А. Е., Труфанов В. Ф. **Мировое вещательное телевидение. Стандарты и системы:** Справочник. – М.: Горячая линия – Телеком, 2004. – 308 с.: ил., ISBN 5-93517-179-1.

Приведены подробные сведения о мировом вещательном телевидении: цифровом, аналоговом черно-белого и цветного изображений, спутниковом (аналоговом и цифровом) и кабельном (аналоговом и цифровом). Показаны этапы развития мирового вещательного телевидения и концепция построения многостандартных телевизионных приемников.

Пособие рассчитано на технический персонал, занятый внедрением и эксплуатацией телевизионных систем, студентов соответствующих специальностей вузов и средних специальных учебных заведений, а также квалифицированных радиолюбителей.

Вышли в свет:

Бадялик В. П. **Основы телевизионного вещания со спутников.** – М.: Горячая линия–Телеком, 2004. – 368 с.: ил. – (Массовая радиобиблиотека; Вып. 1269), ISBN 5-93517-155-4.

Рассмотрены принципы построения систем для приема телевизионного вещания через спутники-ретрансляторы. Даны сведения об антеннах различных типов, первичных облучателях, поляризаторах электромагнитных волн, малошумящих усилителях сигналов СВЧ, частотных преобразователях (конвертерах). Рассмотрены факторы, оказывающие влияние на качество приема и способы снижения помех. Приведена подробная информация о цифро-аналоговой системе D2-MAC/PACKET. Рассмотрены вопросы сжатия цифровых видео- и звуковых данных по протоколу MPEG-2, приема/передачи цифровых данных и повышения помехоустойчивости канала связи в соответствии со стандартом DBV-S.

Для широкого круга читателей, интересующихся приемом телевизионных передач через спутники-ретрансляторы, может быть полезна подготовленным радиолюбителям, а также студентам вузов и аспирантам.

Головин О. В., Чистяков Н. И., Шварц В., Хардон Агиляр И. **Радиосвязь** / Под ред. проф. О. В. Головина. – 2-е изд., – М.: Горячая линия – Телеком, 2003, – 288 с.: ил., ISBN 5-93517-033-7.

Рассмотрены этапы и итоги формирования знаний об электромагнитных волнах, их свойствах и ресурсах их технических применений для создания и развития систем и сетей беспроводной связи. Популярно показана физическая картина процессов получения основных свойств и распространения радиоволн. Объяснены основные принципы различных современных систем радиосвязи и тенденции их дальнейшего развития.

Для широкого круга читателей – от специалистов до студентов вузов электротехнических профилей.

Петров Б. М. **Электродинамика и распространение радиоволн:** Учебник для вузов. – 2-е изд., испр. – М.: Горячая линия – Телеком, 2003. – 558 с.; ил., ISBN 5-93517-073-6.

Систематически и подробно рассмотрены основные уравнения и положения электродинамики, изучаются возбуждаемые электромагнитные (ЭМ) поля в неограниченном однородном пространстве, теория направляющих систем, граничные задачи о возбуждении или возможности существования ЭМ волн в направляющих системах и в объемных резонаторах, явления рассеяния и дифракции волн, соответствующие прикладным задачам радиотехники; изложены основные положения геометрической оптики, понятия о нелинейных средах и о распространении ЭМ волн в неоднородных и анизотропных средах; рассмотрено влияние поверхности Земли, тропосферы и ионосферы на распространение ЭМ волн различных диапазонов. Особое внимание уделено физической интерпретации явлений электромагнетизма, имеется 378 иллюстраций. Даны примеры расчетов и сформулированы 132 контрольные задачи.

Для студентов радиотехнических специальностей.

Каганов В. И. **Радиотехника + компьютер + Mathcad.** – М.: Горячая линия – Телеком, 2001. – 416 с.: ил., ISBN 5-93517-054-X.

Излагаются теоретические основы радиотехники и ее взаимодействие с компьютерными вычислениями. Решение разнообразных задач по теории радиосигналов, линейным и нелинейным радиотехническим устройствам, по проблемам оптимизации, методам генерирования, усиления, формирования, приема и обработки радиосигналов проводится с помощью математического пакета программ «Mathcad», работающих в среде операционной системы «Windows. В общей сложности приведено 50 программ. Рассмотрены принципы построения спутнико-космических и наземных систем радиосвязи и применение в них компьютеров.

Книга написана на основании педагогического опыта автора в МИРЭА. Для специалистов в области радиоэлектроники и студентов вузов радиотехнического профиля.

Рихтер С. Г. **Цифровое радиовещание.** – М.: Горячая линия–Телеком, 2004. – 352 с.: ил., ISBN 5-93517-158-9.

Цифровое радиовещание (ЦРВ) – новая информационная технология, в основе которой представление и передача звукового сигнала в цифровой форме во всех звеньях вещательного тракта – от студии до мобильного приемника. В монографии в доступной форме анализируется понятие «услуга ЦРВ», излагаются базовые процедуры обработки звукового вещательного сигнала и основы технологии цифрового радиовещания, достаточно подробно рассказывается о перспективных системах Eureka 147/DAB и DRM. Рассматриваются основы проектирования систем и сетей ЦРВ, обсуждаются перспективы и некоторые проблемы внедрения цифровых технологий на сетях радиовещания России.

Для широкого круга читателей, в той или иной мере связанных с проблематикой цифрового звукового вещания: руководителей разного уровня, специалистов электросвязи и вещания, преподавателей, аспирантов и студентов.

Системы мобильной связи: Учебное пособие для вузов / В. П. Ипатов, В. К. Орлов, И. М. Самойлов, В. Н. Смирнов; под. ред. В.П. Ипатова. – М.: Горячая линия–Телеком, 2003. – 272 с.:ил., ISBN 5-93517-137-6

В систематизированном виде изложены классификация и этапы развития наземных систем мобильной связи. Рассмотрены особенности функционирования, принципы организации и основные технические решения на примере стандартов, используемых в современных системах. Проанализированы тенденции и перспективы их совершенствования.

Для студентов специальностей 200700 «Радиотехника», 201600 «Радиоэлектронные системы» и направлений 552500 «Радиотехника» и 550400 «Телекоммуникации», а также может быть полезно инженерно-техническим работникам этих областей знаний.

Телекоммуникационные системы и сети: Учебное пособие. В 3 томах. Том 2 – Радиосвязь, радиовещание, телевидение / Катунин Г. П., Мамчев Г. В., Попантонопуло В. Н., В. П. Шувалов; под ред. профессора В. П. Шувалова. – Изд. 2-е, испр. и доп. – М.: Горячая линия–Телеком, 2004. – 672 с.: ил., ISBN 5-93517-089-2.

Во втором томе трехтомного учебного пособия рассматриваются системы радиосвязи, радиовещания и телевидения. Основное внимание уделяется перспективным направлениям развития беспроводной связи: спутниковая связь, связь с подвижными объектами.

Для студентов вузов связи и колледжей. Книга может быть использована для повышения квалификации работниками предприятий связи.

Техническая диагностика и ремонт бытовой радиоэлектронной аппаратуры. Учебное пособие для вузов / Б. П. Хабаров, Г. В. Куликов, А. А. Парамонов; Под редакцией Г.В. Куликова – М.: Горячая линия–Телеком, 2003. – 412 с.: ил., ISBN 5-93517-142-2.

Изложены теоретические основы и практические приложения теории надежности, технической диагностики и ремонта современной бытовой радиоэлектронной аппаратуры. Приведены методики измерения основных технических параметров, алгоритмы поиска места отказа и методики регулировки радиоприемников, магнитофонов, проигрывателей компакт-дисков, телевизоров и трактов звуковой частоты. Рассмотрены наиболее характерные примеры моделей бытовой РЭА отечественного и зарубежного производства.

Для учащихся специальных учебных заведений, может быть полезна специалистам, занимающимся ремонтом бытовой радиоаппаратуры, а также конструкторам электронной техники и радиолюбителям.

Цифровое преобразование изображений: Учебное пособие для вузов / Р. Е. Быков, Р. Фрайер, К. В. Иванов, А. А. Манцветов; Под ред. профессора Р. Е. Быкова. – М.: Горячая линия–Телеком, 2003. – 228 с.: ил., ISBN 5-93517-119-8.

Изложены теоретические основы формирования и цифрового преобразования сигналов изображений. Рассмотрены принципы обработки изображений, предназначенных для зрительного восприятия и автоматического анализа, вопросы цифровой фильтрации, сжатия, кодирования сигналов изображения и др., изложены принципы построения устройств формирования видеосигналов и основы построения многозональных сканирующих систем.

Для студентов, обучающихся по специальностям «Радиотехника» и «Аудиовизуальная техника», аспирантов и научных работников, может быть полезна инженерам, работающим в области цифровой техники и телевидения.

По вопросам приобретения книг
и с авторскими предложениями обращаться в издательство по
тел. (095) 287-49-56, e-mail: radios_hl@mtu-net.ru

*Вы можете **заказать эти книги наложенным платежом**,*
выслав почтовую открытку или письмо по адресу:
107113, Москва, а/я 10, «Dessy»; тел. (095) 304-72-31 или по
электронной почте: post@dessy.ru

Дополнительная информация
для читателей, авторов, распространителей на сервере
WWW.TECHBOOK.RU

Книги издательства «Горячая линия – Телеком»
можно заказать через почтовое агентство DESSY: 107113, г.Москва, а/я 10,
а также интернет–магазины: www.dessy.ru www.top–kniga.ru

Сайт издательства: **www.techbook.ru**

Г. А. Ерохин
О. В. Чернышев
Н. Д. Козырев
В. Г. Кочержевский

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Излагаются основные вопросы теории излучения и приема радиоволн, рассматриваются наиболее распространенные типы антенно-фидерных устройств и методы их расчета, особенности линии питания антенн различных волн, а также вопросы электромагнитной совместимости антенн, общая теория и особенности распространения радиоволн различных диапазонов.

Особое внимание уделено вопросам, имеющим непосредственное отношение к проектированию и эксплуатации систем радиосвязи, радиовещания и телевидения.

ISBN 5-93517-092-2

