

**Министерство образования и науки Российской Федерации  
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)**

**Буянов Ю.И., Гошин Г.Г.**

# **РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН И АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА**

**Учебное пособие**

Рекомендовано Сибирским региональным отделением учебно-методического объединения высших учебных заведений РФ по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и автоматизации для межвузовского использования в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров 210400.62 «Радиотехника» и 210700.62 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи»

**2013**

УДК 621.396.67

Рецензенты:

кафедра радиофизики НИ Томского государственного университета,  
зав. кафедрой, профессор д-р физ.-мат. наук **Якубов В.П.**,  
Сибирский физико-технический институт,  
профессор доктор физ.-мат. наук **Фисанов В.В.**

**Буянов Ю.И., Гошин Г.Г.**

**Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства: Учебное пособие.** – Томск, ТУСУР, 2013. – 300 с.

© Томск. гос. ун-т систем управления  
и радиоэлектроники, 2013

© Буянов Ю.И., 2013

© Гошин Г.Г., 2013

## Содержание

Список основных сокращений и обозначений.....	6
Введение.....	10
1. Основы теории антенно-фидерных устройств.....	15
1.1. Принципы и теоремы электродинамики, используемые в теории антенн.....	15
1.2. Характеристики поля, возбуждаемого излучателями конечных размеров.....	23
1.3. Основные электрические параметры антенн.....	26
1.4. Элементы общей теории линейных антенн.....	46
1.5. Элементы общей теории апертурных антенн.....	63
Вопросы для самоконтроля.....	67
2. Элементы и узлы фидерного тракта.....	68
2.1. Основы общей теории распространения радиоволн в линиях передачи.....	68
2.2. Характеристики отрезков линий передачи с неоднородностями.....	91
2.3. Согласование линии передачи с нагрузкой.....	94
2.4. Волновые матрицы для описания устройств СВЧ.....	99
2.5. Соединители и переходы между линиями передачи.....	104
2.6. Делители мощности.....	107
2.7. Управляющие устройства.....	115
Вопросы для самоконтроля.....	119
3. Линейные антенны.....	120
3.1. Антенны стоячей волны.....	120
3.2. Конструкции вибраторных антенн и способы их возбуждения.....	129
3.3. Щелевые антенны.....	138
3.4. Цилиндрическая и коническая спиральные антенны.....	141
3.5. Диэлектрические стержневые антенны.....	145
3.6. Директорные антенны.....	148
Вопросы для самоконтроля.....	152

4. Апертурные антенны.....	153
4.1. Волноводные излучатели.....	154
4.2. Рупорные антенны.....	156
4.3. Зеркальные антенны.....	163
4.4. Линзовые антенны.....	172
Вопросы для самоконтроля.....	179
5. Антенные решетки.....	180
5.1. Волноводно-щелевые антенны.....	180
5.2. Фазированные антенные решетки.....	186
5.3. Многолучевые антенные решетки.....	198
Вопросы для самоконтроля.....	203
6. Вопросы электромагнитной совместимости.....	204
6.1. Параметры антенн, определяющие электромагнитную совместимость.....	204
6.2. Методы снижения бокового излучения апертурных антенн.....	207
6.3. Активные методы борьбы с помехами.....	213
7. Распространение радиоволн. Основные понятия и определения.....	216
7.1. Классификация радиоволн по диапазонам.....	216
7.2. Состав и строение атмосферы Земли.....	215
7.3. Распространение радиоволн в свободном пространстве.....	222
7.4. Факторы, влияющие на распространение радиоволн.....	226
7.5. Электрические параметры земной поверхности.....	230
Вопросы для самоконтроля.....	232
8. Распространение земных радиоволн при поднятых антеннах.....	234
8.1. Расстояние прямой видимости.....	234
8.2. Распространение радиоволн при поднятых антеннах над плоской Зем- лём.....	234
8.3. Отражение радиоволн от неровной земной поверхности.....	246
8.4. Учёт сферичности Земли в интерференционных формулах.....	248
8.5. Распространение радиоволн в зоне тени и полутени.....	250

Вопросы для самоконтроля.....	252
9. Распространение земных радиоволн при низко расположенных антеннах.....	254
9.1. Формула идеальной радиопередачи.....	254
9.2. Структура поля над поглощающей поверхностью Земли.....	256
9.3. Расчет вертикальной составляющей напряжённости электрического поля. Формула Шулейкина – Ван-дер-Поля.....	261
9.4. Распространение радиоволн при низко расположенных антеннах над неоднородной трассой.....	265
Вопросы для самоконтроля.....	269
10. Тропосфера и её влияние на распространение радиоволн.....	270
10.1. Рефракция радиоволн.....	270
10.2. Распространение радиоволн за счёт рассеяния на неоднородностях тропосферы.....	278
10.3. Ослабление радиоволн в тропосфере.....	281
Вопросы для самоконтроля.....	283
11. Ионосфера и её влияние на распространение радиоволн.....	284
11.1. Электрические параметры однородной ионосферы.....	284
11.2. Отражение и преломление радиоволн в ионосфере.....	285
11.3. Поглощение радиоволн в ионосфере.....	292
11.4. Влияние постоянного магнитного поля Земли на распространение радиоволн в ионосфере.....	293
Вопросы для самоконтроля.....	297
Список литературы.....	298

## Список основных сокращений и обозначений

- АА – апертурная антенна;
- АБВ – антенна бегущей волны;
- АР – антенная решетка;
- АСВ – антенна стоячей волны;
- АФР – амплитудно-фазовое распределение;
- АФУ – антенно-фидерное устройство;
- ВЩАР – волноводная щелевая антенная решетка;
- ДН – диаграмма направленности;
- ДТР – дальнее тропосферное распространение;
- КБВ – коэффициент бегущей волны;
- КИП – коэффициент использования поверхности антенны;
- КНД – коэффициент направленного действия антенны;
- КПД – коэффициент полезного действия;
- КСВ – коэффициент стоячей волны;
- КУ – коэффициент усиления антенны;
- ЛА – линейная антенна;
- ЛДС – линейная дискретная система;
- ЛНС – линейная непрерывная система;
- ЛП – линия передачи;
- МН – множитель направленности;
- ПД – поляризационная диаграмма;
- ПЗА – параболическая зеркальная антенна;
- РТС – радиотехническая система;
- УБЛ – уровень боковых лепестков;
- УКВ – ультракороткие волны;
- ФАР – фазированная антенная решетка;
- ФД – фазовая диаграмма;
- ЭДС – электродвижущая сила;

ЭМС – электромагнитная совместимость;  
 $a$  – размер широкой стенки прямоугольного волновода, радиус круглого волновода, радиус проводника, большая полуось эллипса поляризации;  
 $\mathbf{A}$  – векторный потенциал;  
 $b$  – размер узкой стенки прямоугольного волновода, малая полуось эллипса поляризации, ширина щели;  
 $a_p$  – размер прямоугольной апертуры, радиус круглой апертуры;  
 $b_p$  – размер прямоугольной апертуры;  
 $c$  – скорость света;  
 $C$  – емкость;  
 $d_p$  – диаметр раскрытия круглой апертуры, зеркальной или линзовой антенны;  
 $D_0$  – коэффициент направленного действия антенны в направлении максимума ДН;  
 $\mathbf{E}$  – вектор напряженности электрического поля;  
 $f$  – частота, фокусное расстояние зеркальной или линзовой антенны;  
 $F(\theta, \varphi)$  – нормированная диаграмма направленности антенны;  
 $G_0$  – коэффициент усиления антенны в направлении максимума ДН;  
 $h$  – высота несимметричного вибратора, толщина линзы;  
 $h_{эф}$  – эффективная (действующая) высота несимметричного вибратора;  
 $\mathbf{H}$  – вектор напряженности магнитного поля;  
 $i$  – мнимая единица;  
 $I$  – ток;  
 $\mathbf{j}$  – объемная плотность тока;  
 $\mathbf{J}$  – поверхностная плотность тока;  
 $k$  – волновое число;  
 $K_{\Pi}$  – коэффициент перекрытия диапазона по частоте;  
 $l$  – длина плеча симметричного вибратора;  
 $l_{эф}$  – эффективная (действующая) длина антенны;  
 $L$  – индуктивность, длина;  
 $L_{opt}$  – длина оптимальной линейной антенны;

$m$  – целое число, отношение компонент напряженности поля или токов;

$n$  – целое число, коэффициент преломления линзы;

$P$  – мощность;

$R$  – активное сопротивление;

$S_{эф}$  – эффективная поверхность антенны;

$T_A$  – шумовая температура антенны;

$U$  – напряжение;

$W_0$  – волновое сопротивление среды;

$W_{ол}$  – волновое сопротивление линии передачи;

$X$  – реактивное сопротивление;

$Y$  – проводимость;

$Z$  – комплексное сопротивление (импеданс);

$\alpha$  – коэффициент затухания волны;

$\beta$  – коэффициент фазы;

$\gamma$  – постоянная распространения волны, коэффициент согласования;

$\gamma_э$  – угол наклона большой оси эллипса поляризации;

$\Gamma$  – коэффициент отражения;

$\delta$  – неравномерная составляющая распределения;

$\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды;

$\mathcal{E}$  – электродвижущая сила;

$\eta$  – коэффициент полезного действия;

$\theta$  – меридиональный угол в сферической системе координат;

$\Delta\theta_{0,5}$  или  $2\theta_{0,5}$  – ширина ДН по уровню половины мощности;

$\lambda$  – длина волны;

$\mu$  – магнитная проницаемость среды;

$\nu$  – коэффициент использования поверхности антенны;

$\xi$  – коэффициент замедления (ускорения) волны;

$\varphi$  – азимутальный угол в сферической системе координат;

$\chi$  – угол между плоскостями поляризации передающей и приемной антенн;  
 $2\theta_p$  или  $2\psi_p$  – угол раскрыва зеркальной или линзовой антенн;  
 $\omega$  – круговая частота.

## ВВЕДЕНИЕ

В наше время преобладающая доля информации передается с использованием беспроводных средств связи, в которых выход источника сигнала и вход приемника соединены между собой посредством радиолинии. Радиолиния содержит передающее антенно-фидерное устройство (АФУ), радиотрассу (некоторую область пространства, в которой распространяются свободные электромагнитные волны) и приемное АФУ. Каждое АФУ включает в себя антенну и все элементы между выходом передатчика и входом

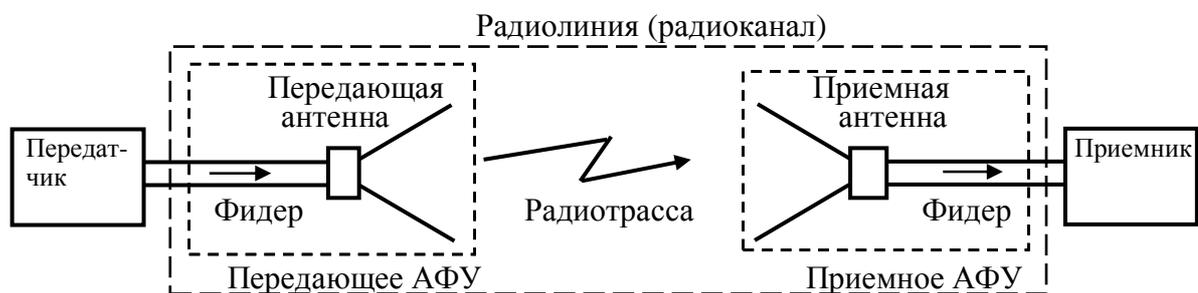


Рис. В.1. Радиотехническая система, использующая радиолинию для передачи информации

антенны или выходом антенны и входом передатчика. Схематичное представление системы беспроводной радиосвязи приведено на рис. 1. Таким образом, антенна является областью перехода от линии передачи (фидера) к свободному пространству.

Линия передачи (фидер) служит для передачи сигнала от передатчика к антенне или от антенны к приемнику и может включать в себя согласующие и симметрирующие устройства, делители или сумматоры мощности, фазовращатели и другие элементы фидерного тракта.

Передающая антенна преобразует энергию подвижных зарядов (переменных токов и напряжений) в энергию свободных волн. Основное назначение передающей антенны состоит в том, чтобы в заданной точке пространства (например, в месте расположения приемной антенны) обеспечить максимальное значение напряженности электромагнитного поля, т.е. коэффици-

ент передачи от выхода передатчика до точки приема должен быть максимальным.

Приемная антенна преобразует энергию радиоволн в энергию токов, возбуждающих направляемые волны в фидере, которые поступают на вход приемника. Основное назначение приемной антенны заключается в обеспечении минимальных искажений принимаемого сигнала.

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 направленности – зависимость излучаемого поля от положения точки наблюдения. Требования к направленным свойствам антенн на практике колеблются 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 раз по сравнению с ненаправленными излучателями. Подобные антенны 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. Отметим, что высокая направленность достигается только тогда, когда размеры антенны существенно превосходят длину волны.

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

Основные характеристики приемной антенны, в том числе характери-

стика направленности, совпадают с аналогичными характеристиками этой антенны, работающей в передающем режиме. Это означает, что антенна может быть приемо-передающей, т.е. одна и та же антенна может использоваться для приема и передачи сигнала. Поэтому нет необходимости изучать отдельно теории передающих и приемных антенн. Обычно изучать свойства антенн и рассчитывать их характеристики 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 поступающей от передатчика мощности, что может вызвать электрический пробой антенны.

При изучении свойств антенн принято считать (кроме случаев, когда излучатели расположены непосредственно у поверхности Земли или вблизи какого-либо объекта), что антенна находится в свободном пространстве, т.е. в неограниченной однородной среде без потерь. Влияние факторов, связанных с особенностями влияния среды на процесс передачи энергии от передающей к приемной антенне, изучается в теории распространения радиоволн (РРВ).

На работу любой радиолинии существенное влияние оказывает среда 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.

Поглощающие 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 также является поглощающей неоднородной средой, поэтому возникают ослабление сигнала и изменение 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 и это приводит к искажению сигналов. Волны с частотами ниже 30 МГц испытывают сильное преломление в ионосфере и, отражаясь от нее, обеспечивают дальнюю связь. На прохождение радиоволн с более высокими частотами ионосфера влияет слабо и они могут быть использованы в системах космической связи. Анизотропия ионосферы проявляется в виде эффекта Фарадея (поворота плоскости поляризации волны) и эффекта Коттона-Мутона (изменения вида поляризации).

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.

# ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕННО-ФИДЕРНЫХ УСТРОЙСТВ

## 1.1. Принципы и теоремы электродинамики, используемые в теории антенно-фидерных устройств

### Основные уравнения электродинамики

Современная теория антенн базируется на уравнениях Максвелла, которые являются обобщением данных опыта, и их справедливость подтверждается практикой [1]. В дальнейшем изложении будут иметься в виду электромагнитные процессы, гармонические во времени, т. е. изменяющиеся во времени по закону  $e^{i\omega t}$ . Электромагнитные колебания сложной во времени формы могут рассматриваться как суммы гармонических колебаний (спектра), т. е. представляться в виде разложения Фурье.

Всюду в дальнейшем будет использоваться международная система единиц измерения СИ. Будет также иметься в виду однородная и изотропная среда, в некоторых областях которой задано распределение сторонних электрических и магнитных токов (токов неэлектромагнитного происхождения). При указанных условиях уравнения Максвелла в дифференциальной форме записываются в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} [\nabla \mathbf{H}] = i\omega \dot{\epsilon}_a \mathbf{E} + \mathbf{j}^e, \\ [\nabla \mathbf{E}] = -i\omega \dot{\mu}_a \mathbf{H} - \mathbf{j}^m, \\ (\nabla \mathbf{E}) = \frac{\rho^e}{\dot{\epsilon}_a}, \\ (\nabla \mathbf{H}) = \frac{\rho^m}{\dot{\mu}_a}, \end{array} \right. \quad (1.1)$$

Здесь  $\mathbf{E}$  – вектор комплексной амплитуды напряженности электрического поля, В/м;

$\mathbf{H}$  – вектор комплексной амплитуды напряженности магнитного поля, А/м;  $\dot{\epsilon}_a = \epsilon_a (1 - itg\delta)$ ,

$\dot{\epsilon}_a$  – комплексная диэлектрическая проницаемость среды;  $\epsilon_a = \epsilon \epsilon_0$  – абсолютная диэлектриче-

ская проницаемость среды;  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$  – электрическая постоянная;  $tg\delta = \sigma/\omega\epsilon_a$ ;  $\delta$  – угол электрических потерь;  $\sigma$  – удельная объемная электрическая проводимость среды;  $\mu_a = \mu \mu_0$  – магнитная проницаемость среды при отсутствии магнитных потерь;  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость среды;  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  – маг-

нитная постоянная;  $\mathbf{j}^e$  – вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего электрического тока;  $\mathbf{j}^m$  – вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего магнитного тока;  $\rho^e$  и  $\rho^m$  – объемные плотности электрических и магнитных зарядов соответственно.

К этим уравнениям добавляются уравнения непрерывности электрических и магнитных токов:  $\nabla \mathbf{j}^e + i\omega \rho^e = 0$ ,  $\nabla \mathbf{j}^m + i\omega \rho^m = 0$ . Таким образом, получаем полную систему уравнений электромагнитного поля для материальной среды.

Сторонний магнитный ток является фиктивной величиной, поскольку магнитных зарядов в природе не существует. Однако введение этого понятия позволяет значительно упростить целый ряд расчетов.

Для свободного пространства величина  $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 3 \cdot 10^8$  [м/с], представляет собой скорость распространения электромагнитной энергии в вакууме (скорость света).

Уравнения Максвелла для гармонических полей можно преобразовать в уравнения Гельмгольца (приведенные волновые уравнения) для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , решение которых описывает волны, возбуждаемые переменными токами:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = -i\omega \mu_a \mathbf{j}^e + \frac{1}{i\omega \epsilon_a} \nabla(\nabla \mathbf{j}^e) - [\nabla \mathbf{j}^m], \quad \nabla^2 \mathbf{H} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H} = -i\omega \epsilon_a \mathbf{j}^m + \frac{1}{i\omega \mu_a} \nabla(\nabla \mathbf{j}^m) + [\nabla \mathbf{j}^e]. \quad (1.2)$$

Если  $\mathbf{j}^e = 0$  и  $\mathbf{j}^m = 0$ , эти уравнения являются однородными

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0,$$

Величина  $k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = \omega/c$  определяет пространственную периодичность поля и называется волновым числом. Решения уравнений Гельмгольца

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 e^{i(\omega t + \varphi_1)} e^{-iks} + \mathbf{E}_2 e^{i(\omega t + \varphi_2)} e^{iks}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_1 e^{i(\omega t + \psi_1)} e^{-iks} + \mathbf{H}_2 e^{i(\omega t + \psi_2)} e^{iks}.$$

представляют суперпозицию двух гармонических волн с амплитудами  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$  и фазами  $(\omega t + \varphi - ks)$ ,  $(\omega t + \psi + ks)$ , бегущих навстречу друг другу вдоль направления  $s$ . Расстояние, которое гармоническая волна пробегает за период колебаний  $T$ , или расстояние между точками с одинаковой фазой колебаний назы-

вается длина волны  $\lambda$ . Тогда  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{cT} = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Пусть начальные фазы  $\varphi$  и  $\psi$  равны нулю. При  $E_2 = 0$  имеем уходящую бегущую гармоническую волну  $\mathbf{E}(s, \omega) = E_1 e^{i(\omega t - ks)}$ , а при  $E_1 = 0$  входящую бегущую гармоническую волну  $\mathbf{E}(s, \omega) = E e^{i(\omega t + ks)}$ . Если  $E_1 = E_2 = E$ , то  $\mathbf{E}(s, \omega) = E e^{i\omega t} (e^{iks} + e^{-iks}) = 2E \cos(ks) e^{i\omega t}$ , т.е. решение представляет собой синфазное гармоническое колебание, амплитуда которого имеет периодическую пространственную зависимость с периодичностью  $\lambda/2$ . Такую ситуацию называют стоячая волна. Точки, в которых  $E(s)$  имеет максимум или минимум называют, соответственно, пучностями и узлами стоячей волны. Расстояние между соседними узлами (или пучностями) называется длиной стоячей волны  $\lambda_{ст} = \lambda/2$ . Стоячая волна не является волной в полном смысле, т.к. не переносит энергию, поскольку между  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  имеется фазовый сдвиг на  $90^\circ$ . Вектор Пойнтинга для этого поля является чисто мнимым и поток энергии в среднем за период равен нулю.

Свойства поперечных электромагнитных волн зависят от ориентации векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , характеризуемой понятием поляризация. Если в процессе распространения волн вектор  $\mathbf{E}$  лежит в плоскости, параллельной направлению распространения (плоскость поляризации), то такие волны называются линейно поляризованными. Пусть волна распространяется вдоль оси  $z$ , тогда в общем случае  $\mathbf{E} = (x_0 E_1 + y_0 E_2 e^{i\varphi}) e^{-ikz}$ . Если между проекциями вектора  $\mathbf{E}$  имеется фазовый сдвиг ( $\varphi \neq 0$ ), то конец вектора описывает пространственную кривую, проекция которой на фазовый фронт волны (го-

дограф) удовлетворяет уравнению: 
$$\frac{E_x^2}{E_1^2} + \frac{E_y^2}{E_2^2} - 2 \frac{E_x}{E_1} \frac{E_y}{E_2} \cos \varphi = \sin^2 \varphi.$$

Если  $\cos \varphi = 0$ ,  $\sin \varphi = \pm 1$  ( $\varphi = \pm \pi/2$ ), уравнение годографа имеет вид: 
$$\frac{E_x^2}{E_1^2} + \frac{E_y^2}{E_2^2} = 1.$$

При  $E_1 \neq E_2$  это выражение является уравнением эллипса с центром в начале координат, оси которого ориентированы вдоль координатных осей. Такая

волна называется эллиптически поляризованной. Если  $\varphi = \pi/2$ , то конец вектора  $\mathbf{E}$  вращается по часовой стрелке (правое вращение), если  $\varphi = -\pi/2$ , то против часовой стрелки (левое вращение).

При  $E_1=E_2$  эллипс вырождается в круг – волна круговой поляризации.

Если  $\cos\varphi=\pm 1$ , уравнение годографа превращается в равенство  $(E_x/E_1 \pm E_y/E_2)^2 = 0$ , которое описывает прямые линии  $E_x/E_1 - E_y/E_2 = 0$  и  $E_x/E_1 + E_y/E_2 = 0$ . Получается линейно поляризованная волна.

В общем случае, при  $E_1 \neq E_2$  и  $0 < \cos\varphi < 1$  большая ось эллипса поляризации ориентирована под углом  $\gamma$  к вертикальному орту системы координат. Отношение малой оси эллипса к большой называется коэффициентом эллиптичности.

Если волна распространяется в направлении единичного вектора  $\mathbf{m}$ , можем ввести вектор  $\mathbf{k} = k\mathbf{m}$  (волновой вектор), тогда  $kx = (\mathbf{k}\mathbf{r})$ , и поверхность равных фаз  $kx = \text{const}$  определяется уравнением плоскости  $(\mathbf{k}\mathbf{r}) = \text{const}$ , нормальной к направлению распространения волны. Если  $\mathbf{k}$  – вещественный вектор, то  $\mathbf{E} = \text{const}$  всюду. Такая волна называется однородной плоской волной.

Функция  $\mathbf{E}$  удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца и в том случае, если  $\mathbf{k} = \mathbf{k}' + i\mathbf{k}''$  но при условии, что  $|\mathbf{k}|^2 = k^2$  вещественно, т.е.  $(\mathbf{k}'\mathbf{k}'') = 0$ , а  $|\mathbf{k}'|^2 - |\mathbf{k}''|^2 = k^2$ . В этом случае решение

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-i(\mathbf{k}''\mathbf{r})} e^{-i[\omega t - (\mathbf{k}'\mathbf{r})]}$$

описывает неоднородную плоскую гармоническую волну, у которой поверхность равных фаз и поверхность равных амплитуд – ортогональные друг другу плоскости,; появляется продольная составляющая поля; отношение поперечных компонент  $E$  и  $H$  и фазовая скорость отличаются от аналогичных характеристик однородной волны с той же частотой и в той же среде.

Для решения неоднородных уравнений Гельмгольца обычно вводят вспомогательные векторные функции:  $\mathbf{A}^e$  – электрический векторный потен-

циал и  $\mathbf{A}^m$  – магнитный векторный потенциал, которые связаны с  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  следующими соотношениями:

$$\mathbf{E} = -i\omega\mu_a\mathbf{A}^e + \frac{1}{i\omega\epsilon_a}\nabla(\nabla\mathbf{A}^e) - [\nabla\mathbf{A}^m], \quad \mathbf{H} = -i\omega\epsilon_a\mathbf{A}^m + \frac{1}{i\omega\mu_a}\nabla(\nabla\mathbf{A}^m) + [\nabla\mathbf{A}^e]. \quad (1.3)$$

Подставляя эти соотношения в уравнения для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , получаем неоднородные уравнения Гельмгольца относительно векторных потенциалов:

$$\begin{cases} \nabla^2\mathbf{A}^e + k^2\mathbf{A}^e = -\mathbf{j}^e \\ \nabla^2\mathbf{A}^m + k^2\mathbf{A}^m = -\mathbf{j}^m \end{cases}$$

Решение этих уравнений может быть получено с использованием метода функции Грина:

$$\mathbf{A}^{e,m}(\mathbf{r}) = \int_V \mathbf{j}^{e,m}(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dv', \quad (1.4)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения,  $\mathbf{r}'$  – радиус-вектор точки источника,  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  – функция Грина, которая в данном случае определяет поле, создаваемое точечным источником с единичным моментом тока, поэтому иногда ее называют функцией источника.

#### Принцип суперпозиции

Выражение (1.4), описывающее поле, создаваемое заданным распределением сторонних токов, является линейной функцией, поскольку линейными являются уравнения Максвелла и все операторы, используемые при выводе этого соотношения. Физический смысл (1.4) заключается в том, что поле, создаваемое излучателем с распределением тока  $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$  является векторной суммой полей, создаваемых каждым элементарным участком этого излучателя, в пределах которого  $\mathbf{j} = \text{const}$ .

Принцип суперпозиции, позволяет рассчитывать не только напряжённость поля системы дискретных излучателей, но и напряженность поля излучателей с непрерывным распределением тока, который можно представить как сумму элементарных излучателей с электрическим или магнитным моментом  $\mathbf{M}^e$  или  $\mathbf{M}^m$ . При этом, если ток распределен с линейной плотностью

$\mathbf{I}^{e,m}$ , то  $\mathbf{M}^{e,m} = \mathbf{I}^{e,m} dl$ ; если ток распределен с поверхностной плотностью  $\mathbf{J}^{e,m}$ , то  $\mathbf{M}^{e,m} = \mathbf{J}^{e,m} ds$ . Формально можно ввести момент и для тока, распределенного с объемной плотностью  $\mathbf{j}^{e,m}$ , но это не имеет смысла, поскольку внешнее поле создается только токами на поверхности объема (токи внутри объема экранированы поверхностными токами и не участвуют в создании внешнего поля).

Баланс энергии электромагнитного поля. Теорема Пойнтинга

Для электромагнитного поля плотность потока мощности определяется вектором Пойнтинга, среднее за период значение которого равно  $\mathbf{\Pi} = \frac{1}{2} [\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$ . Значение  $\mathbf{\Pi}$  чисто вещественно, если  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  синфазны, и становится комплексным при наличии фазового сдвига между ними. Мнимая часть  $\mathbf{\Pi}$  определяет колеблющуюся мощность, средний за период поток которой равен нулю.

Если некоторая свободная от источников область пространства  $V$  с параметрами  $\epsilon_a$ ,  $\mu_a$ ,  $\sigma$  ограничена замкнутой поверхностью  $S$ , то согласно теореме Пойнтинга должен выполняться баланс энергии

$$\int_S [\mathbf{E}\mathbf{H}^*] ds = \int_V \sigma E^2 dv + i\omega \int_V \left( \frac{\mu_a}{2} H^2 - \frac{\epsilon_a}{2} E^2 \right) dv. \quad (1.5)$$

Левая часть определяет поток мощности через поверхность, окружающую выделенный объем, первое слагаемое справа определяет тепловые потери в объеме, а второе слагаемое – так называемую реактивную мощность, характеризующую запас энергии внутри объема.

Плотность энергии электромагнитного поля равна сумме плотностей электрической и магнитной энергий  $\mathcal{W} = \frac{\epsilon_a}{2} E^2 + \frac{\mu_a}{2} H^2$ . В свободной гармонической волне плотности электрической и магнитной энергий должны быть равны:  $\frac{\epsilon_a}{2} E^2 = \frac{\mu_a}{2} H^2$ , откуда следует

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} = W_0. \quad (1.6)$$

Эта величина называется волновое сопротивление среды, поскольку имеет размерность Ом и определяется свойствами свободной гармонической волны в данной среде. Для плоских свободных волн  $W_0$  определяется только параметрами среды. Для цилиндрических и сферических волн вблизи от источника  $W_0$  становится функцией расстояния и частоты.

### Граничные условия электродинамики

При решении задач о возбуждении электромагнитного поля используются дифференциальные уравнения Максвелла, описывающие поле в заданной точке. В тех точках, где имеется резкий скачок (разрыв) параметров  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$ , они должны быть дополнены граничными условиями, определяющими поле на границе раздела двух сред. Для нормальных компонент поля на границе раздела должно выполняться

$$\epsilon_{a2}E_{n2} - \epsilon_{a1}E_{n1} = \tau^e, \quad \mu_{a2}H_{n2} - \mu_{a1}H_{n1} = \tau^m, \quad (1.7)$$

где  $\tau^e$  и  $\tau^m$  – поверхностные плотности электрических и магнитных зарядов соответственно. Для касательных составляющих векторов электромагнитного поля имеем:

$$[\mathbf{nE}_2] - [\mathbf{nE}_1] = -\mathbf{J}^m, \quad [\mathbf{nH}_2] - [\mathbf{nH}_1] = \mathbf{J}^e, \quad (1.8)$$

где  $\mathbf{J}^e$  и  $\mathbf{J}^m$  – векторы поверхностных плотностей электрического и магнитного токов соответственно. На границе с идеально проводящей поверхностью имеем:

$$[\mathbf{nE}_1] = 0, \quad [\mathbf{nH}_1] = -\mathbf{J}^e. \quad (1.9)$$

При решении внешних задач электродинамики (среда, в которой возбуждаются поля, не ограничена) накладываются так называемые условия излучения, которые могут быть записаны в следующем виде:

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R\{W_0\mathbf{H} - [\mathbf{r}_0, \mathbf{E}]\} = 0, \quad \lim_{R \rightarrow \infty} R\{\mathbf{E} - W_0[\mathbf{H}, \mathbf{r}_0]\} = 0, \quad (1.10)$$

где  $R$  – расстояние от точки источника до точки наблюдения,  $\mathbf{r}_0$  – орт сфери-

ческой системы координат. Из этих условий следует, что на больших расстояниях от источника поля поперечны, вектор Пойнтинга направлен в сторону возрастающих расстояний, т.е. волн, приходящих из бесконечности, не существует.

Теорема эквивалентных поверхностных токов.

В теории антенн часто используется теорема об эквивалентных поверхностных токах (принцип эквивалентности). В соответствие с граничными условиями составляющие векторов поля  $[\mathbf{nE}]$ ,  $[\mathbf{Hn}]$  на поверхности  $S$  имеют размерности соответственно поверхностных плотностей магнитного и электрического токов. Значит, касательные составляющие полей на поверхности, окружающей реальные сторонние токи, можно заменить эквивалентными электрическими и магнитными поверхностными токами  $\mathbf{J}^e$  и  $\mathbf{J}^m$ :

$$\mathbf{J}^e = [\mathbf{Hn}], \mathbf{J}^m = [\mathbf{nE}]. \quad (1.11)$$

Принцип двойственности

Введение в уравнения Максвелла понятия магнитного тока приводит к тому, что при взаимной замене  $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{H}$ ,  $\mathbf{j}^e \leftrightarrow -\mathbf{j}^m$ ,  $\rho^e \leftrightarrow -\rho^m$ ,  $\epsilon_a \leftrightarrow -\mu_a$  уравнения переходят сами в себя. Это означает, что если известно решение задачи для электрических токов, то используя перестановочную инвариантность уравнений Максвелла, можно сразу записать решение для магнитных токов.

Теорема взаимности.

Пусть в изотропной среде в некотором объеме  $V_1$  заданы токи  $\mathbf{j}_1^e$  и  $\mathbf{j}_1^m$ , а в области  $V_2$  токи  $\mathbf{j}_2^e$  и  $\mathbf{j}_2^m$ . Сторонние токи и возбуждаемые ими поля связаны леммой Лоренца. Для неограниченного пространства имеем:

$$\int_{V_1} [\mathbf{j}_1^e \mathbf{E}_2 - \mathbf{j}_1^m \mathbf{H}_2] dV = \int_{V_2} [\mathbf{j}_2^e \mathbf{E}_1 - \mathbf{j}_2^m \mathbf{H}_1] dV. \quad (1.12)$$

Применительно к системе радиосвязи (рис. В.1.) это означает, что коэффициент передачи не изменится, если поменять местами приемник и передатчик (при условии, то среда распространения радиоволн изотропна и линейна, а АФУ не содержат нелинейных и невзаимных элементов). Далее будет пока-

зано, что импедансные и направленные характеристики антенн в режиме приема и в режиме передачи остаются неизменными.

## 1.2. Характеристики поля, возбуждаемого излучателями конечных размеров

Как указывалось выше, излучение – процесс преобразования энергии токов (подвижных зарядов) в энергию свободных волн. Математически задача сводится к решению неоднородного волнового уравнения. В случае электромагнитных волн удобнее использовать векторные потенциалы:

$$\nabla^2 \mathbf{A}^e + k^2 \mathbf{A}^e = -\mathbf{j}^e, \quad \nabla^2 \mathbf{A}^m + k^2 \mathbf{A}^m = -\mathbf{j}^m,$$

где  $\mathbf{A}^e$  и  $\mathbf{A}^m$  – электрический и магнитный векторные потенциалы,  $\mathbf{j}^e$  и  $\mathbf{j}^m$  – объемные плотности сторонних электрических и магнитных токов, заданных в объеме  $V_a$ . Используя метод функции Грина [1], запишем решение в виде:

$$\mathbf{A}^{e,m}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_a} \mathbf{j}^{e,m}(x', y', z') \frac{e^{-ikr}}{r} dx' dy' dz', \quad (1.10)$$

где  $x, y, z$  – координаты точки наблюдения,  $x', y', z'$  – координаты точки источника,  $r$  – расстояние от точки источника до точки наблюдения (рис.1.1). В прямоугольной системе координат направление вектора  $\mathbf{A}$  совпадает с направлением создающего его тока. Для вычисления компонент поля используются соотношения:

$$\mathbf{E} = i\omega\mu_a \mathbf{A}^e + (i\omega\epsilon)^{-1} \nabla(\nabla \mathbf{A}^e) - [\nabla \mathbf{A}^m], \quad (1.11)$$

$$\mathbf{H} = i\omega\epsilon_a \mathbf{A}^m + (i\omega\mu)^{-1} \nabla(\nabla \mathbf{A}^m) + [\nabla \mathbf{A}^e]. \quad (1.12)$$

Если  $\mathbf{r}_0$  и  $\mathbf{r}'$  радиус-векторы точки наблюдения и точки источника, то

$$r = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}'| = \sqrt{r_0^2 + r'^2 - 2r_0 r' \cos \alpha},$$

где  $\alpha$  – угол между  $\mathbf{r}_0$  и  $\mathbf{r}'$ . При  $r_0 > r'$ , разложив в ряд Тейлора, имеем:

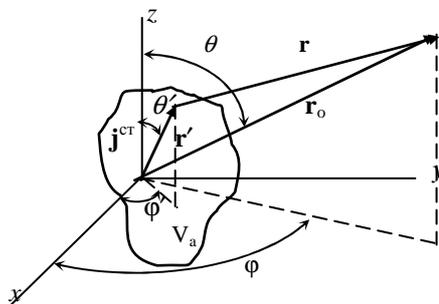


Рис.1.1. К расчету поля излучения.

$$r = r_0 - r' \cos \alpha + (r'^2 \sin^2 \alpha) / 2r_0 + (r'^3 \cos \alpha \sin^2 \alpha) / 2r_0^2 + \dots$$

В зависимости от расстояния до точки наблюдения используются разные приближения:

при  $r \gg r'$ , дальняя зона (зона Фраунгофера) в показателе экспоненты используется первое приближение:  $r \cong r_0 - r' \cos \alpha$ . Минимальное значение  $r_{\text{мин}}$ , (граница дальней зоны) начиная с которого можно пользоваться этим приближением, определяется из условия  $k(r'^2 \sin^2 \alpha) / 2r_{\text{мин}} < \pi/8$ , откуда следует

$$r_{\text{мин}} \geq 2L^2 / \lambda, \quad (1.13)$$

где  $L$  – максимальное значение  $r'$  (размер излучателя). В этом случае учитывая, что

$$r' \cos \alpha = x' \sin \theta \cos \varphi + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta = r' [\sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi') + \cos \theta \cos \theta'],$$

выражение (1.10) имеет вид:

$$\mathbf{A}_{\infty}(x, y, z) = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \int_{V_a} \mathbf{j}(x', y', z') e^{ik(x' \sin \theta \cos \varphi + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta)} dx' dy' dz'. \quad (1.14)$$

При вычислении  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  по формулам (1.3) отбрасываются слагаемые, пропорциональные  $r^{-2}$  и  $r^{-3}$ . Тогда в сферической системе координат получаем:

$$E_{\theta} = -ik(W_0 A_{\theta}^e + A_{\varphi}^m), \quad E_{\varphi} = -ik(W_0 A_{\varphi}^e + A_{\theta}^m), \quad H_{\varphi} = \frac{E_{\theta}}{W_0}, \quad H_{\theta} = -\frac{E_{\varphi}}{W_0}, \quad E_r = H_r = 0;$$

где  $A_{\theta} = A_x \cos \theta \cos \varphi + A_y \cos \theta \sin \varphi + A_z \sin \theta$ ,  $A_{\varphi} = -A_x \sin \varphi + A_y \cos \varphi$ ,

$$A_r = A_x \sin \theta \cos \varphi + A_y \sin \theta \sin \varphi + A_z \cos \theta.$$

Анализ полученных выражений показывает, что в дальней зоне

- а) поле поперечно;
- б) в окрестности точки наблюдения  $E_{\theta} = H_{\varphi} W_0$ ,  $E_{\varphi} = -H_{\theta} W_0$ , т.е. поле имеет характер плоской волны;
- в) в общем случае поле имеет эллиптическую поляризацию, которая определяется векторной функцией  $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$  (поляризационной характеристикой антенны);

г) зависимость поля от расстояния определяется множителем  $e^{-ikr}/4\pi r$ , т.е. поле является сферической волной;

д) угловое распределение в дальней зоне не зависит от  $r$  и определяется функцией  $f(\theta, \varphi)$ ;

е) поток мощности имеет только радиальную составляющую

$$P_r = (|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2) / 2W_0, \quad \text{Im } \Pi = 0.$$

При  $r < 2L^2/\lambda$  дальняя зона переходит в промежуточную зону (зону Френеля). При расчете полей делаются следующие приближения:

в знаменателе  $r = r_0$ , в показателе экспоненты –  $r = r_0 - r' \cos \alpha + (r'^2 \sin^2 \alpha) / 2r_0$ , тогда

$$\mathbf{A}_{\text{Фр}}(\theta, \varphi, r) = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \int_{V_a} \mathbf{j}(\mathbf{r}') \exp[ik(r' \cos \alpha - \frac{r'^2}{2r} \sin^2 \alpha)] dv.$$

Расчет  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  делают по тем же формулам, что и в дальней зоне, заменив  $\mathbf{A}_\infty$  на  $\mathbf{A}_{\text{Фр}}$ .

В зоне Френеля свойства поля *а), б), в)* и *е)* сохраняются, однако: поле не является сферической волной, т.к. на монотонную зависимость  $1/r$  накладывается осциллирующее затухающее колебание; угловое распределение становится зависящим от  $r$ , т.е. зависит от расстояния. Границы зоны Френеля [4]:

$$\frac{L}{4} + \frac{L}{2} \sqrt[3]{\frac{L}{\lambda}} \leq r_{\text{Фр}} \leq \frac{2L^2}{\lambda}. \quad (1.15)$$

При  $r < \frac{L}{4} + \frac{L}{2} \sqrt[3]{\frac{L}{\lambda}}$  начинается ближняя зона. В этом случае расчет

полей ведется по точным формулам (1.11) и (1.12), однако получить аналитические выражения для полей удастся лишь в некоторых частных случаях. В ближней зоне  $E_r \neq 0$ ;  $H_r \neq 0$ ,  $H_\varphi \neq E_\theta/W_0$ ,  $H_\theta \neq -E_\varphi/W_0$ , следовательно,  $\Pi_\varphi \neq 0$ ,  $\Pi_\theta \neq 0$  и  $\text{Im } \Pi \neq 0$ , т.е. появляется колеблющаяся мощность, среднее за период значение которой равно нулю, вследствие чего вблизи излучателя создается-

ся запас энергии, что увеличивает его добротность.

### 1.3. Основные электрические параметры антенн.

В соответствие с вышеизложенным, поле в дальней зоне можно представить в виде:

$$\mathbf{E}(r, \theta, \varphi) = -ikW_0 \frac{\exp(-ikr)}{4\pi r} \int_{V_a} \mathbf{j}^e(\mathbf{r}') \exp(ikr' \cos \alpha) dv', \quad (1.16)$$

где  $\alpha$  – пространственный угол между радиус-вектором точки наблюдения и радиус-вектором точки источника.

Выражение (1.16) получено из уравнений Максвелла для общего случая, однако внешнее поле создается только распределенными на поверхности объема  $V_a$  поверхностными токами  $\mathbf{J}^e$ , которые экранируют поля, создаваемые внутренними точками этого объема. Таким образом, источниками поля могут быть точечные (элементарные) излучатели, для которых в прямоугольной системе координат

$$\mathbf{j}^e(x', y', z') = \mathbf{x}_0 I_{0x}^e \delta(x' - x_0) \delta(y' - y_0) \delta(z' - z_0) + \mathbf{y}_0 I_{0y}^e \delta(x' - x_0) \delta(y' - y_0) \delta(z' - z_0) + \mathbf{z}_0 I_{0z}^e \delta(x' - x_0) \delta(y' - y_0) \delta(z' - z_0), \quad (1.17)$$

где  $\delta(x' - x_0)$  – дельта-функция;  $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0, \mathbf{z}_0$  – орты прямоугольной системы координат;  $x_0, y_0, z_0$  – координаты элементарного излучателя. Совокупность элементарных излучателей, расположенных вдоль некоторой линии, образуют линейный излучатель. Так, например, для прямолинейного излучателя, ориентированного вдоль оси  $z$ ,

$$\mathbf{j}^e(x', y', z') = \mathbf{z}_0 I_z^e(z') \delta(x' - 0) \delta(y' - 0),$$

тогда

$$E_\theta(r, \theta, \varphi) = -ikW_0 \sin \theta \frac{\exp(-ikr)}{4\pi r} \int_L I_z^e(z') \exp(ikz' \cos \theta) dz'. \quad (1.18)$$

Если ток распределен на некоторой поверхности, например в плоскости  $xOy$ , то  $\mathbf{j}^e(x', y', z') = [\mathbf{x}_0 J_x^e(x', y') + \mathbf{y}_0 J_y^e(x', y')] \delta(z' - 0) = \mathbf{J}^e(x', y') \delta(z' - 0)$ , и источник по-

ля представляет собой поверхностный (апертурный) излучатель, для которого

$$\mathbf{E}(r, \theta, \varphi) = -ikW_0 \frac{\exp(-ikr)}{4\pi r} \int_S \mathbf{J}^e(x', y') \exp[ik(x' \sin\theta \cos\varphi + y' \sin\theta \sin\varphi)] dx' dy'. \quad (1.19)$$

Интеграл в выражении (1.16) при  $\cos\alpha=0$  достигает максимального значения и имеет размерность момента тока. Так, например, для прямолинейного излучателя, расположенного вдоль оси  $z$  интеграл можно представить в виде произведения максимального значения тока  $I_{max}$  на некоторую величину  $l_{эф}$ , имеющую размерность длины и называемую эффективная длина антенны

$$l_{эф} = \frac{1}{I_{max}} \int_0^L I(z') dz'. \quad (0 < l_{эф} < L). \quad (1.20)$$

Формально понятие эффективной длины (коэффициента пропорциональности между моментом тока и максимальным значением тока) может использоваться и для апертурных антенн, когда ток распределен на некоторой поверхности. Таким образом, в общем случае поле в дальней зоне можно представить в виде:

$$\mathbf{E} = A_0 \frac{\exp(-ikr)}{4\pi r} f(\theta, \varphi) \mathbf{p}(\theta, \varphi) \exp(i\Psi(\theta, \varphi)), \quad (1.21)$$

где  $A_0 = -ikW_0 l_{эф} I_0$  – амплитудный множитель, не зависящий от пространственных координат, и характеризующий антенну как двухполюсник;

$I_0 = \mathcal{E}_и / (Z_и + Z_A)$  – ток на входе антенны, если антенна возбуждается источником

ЭДС  $\mathcal{E}_и$  с импедансом  $Z_и$ ;  $\frac{\exp(-ikr)}{4\pi r}$  – функция, не зависящая от параметров ан-

тенны и определяющая зависимость излученного поля от расстояния. Эта функция зависит от параметров среды, в которой распространяются свободные радиоволны, и ее можно трактовать как коэффициент передачи радиотракта;  $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$  – вектор поляризации антенны (единичный вектор, опре-

деляющий ориентацию вектора  $\mathbf{E}$ );  $|f(\theta, \varphi)| \exp[i\Phi(\theta, \varphi)] \mathbf{p}(\theta, \varphi) = \mathbf{f}(\theta, \varphi)$  – векторная комплексная функция, характеризующая антенну, как источник электромагнитных волн, зависящая только от угловых координат и определяющая характеристику направленности, т.е. способность антенны распределять излучаемую энергию в пространстве. Эту функцию принято называть векторной комплексной характеристикой направленности.

Параметры антенны можно разделить на две группы параметров:

- параметры, характеризующие антенну как двухполюсник, потребляющий мощность от питающего ее фидера;
- параметры, характеризующие антенну как источник радиоволн, распространяющихся в пространстве, окружающем антенну.

В первой группе основным параметром является входной импеданс антенны

$$Z_A = R_A + iX_A,$$

который определяет комплексную мощность, поступающую на вход антенны  $P_A = Z_A I_0^2$ . Комплексный характер импеданса антенны можно пояснить, если представить излучатель как область перехода между фидером и свободным пространством (рис. 1.2).

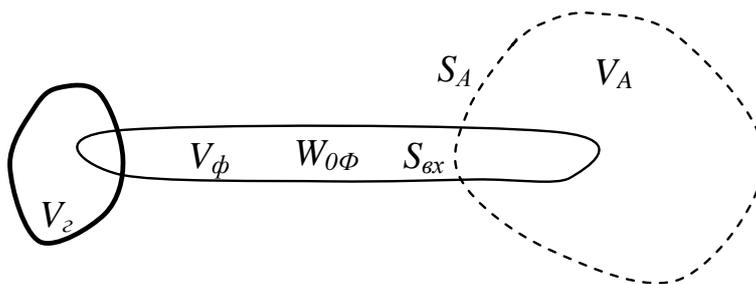


Рис. 1.2. Представление антенны, как области перехода между свободным пространством и фидером

Обозначим  $V_2$  – замкнутый объем, занимаемый источником энергии (генератором);  $V_\phi$  – объем, по которому энергия от генератора поступает к излучателю (фидер);  $W_{0\phi}$  – волновое сопротивление фидера;  $S_{ex}$  – поверхность, соответствующая входу излучателя;  $S_A$  – замкнутая поверхность, соответствующая границе ближней зоны;  $V_A$  – ограниченная поверхностью  $S_A$  часть

пространства, занимаемая излучателем и его ближней зоной.

Пусть излучатель находится в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a$  и магнитной проницаемостью  $\mu_a$ . Энергия электромагнитных колебаний поступает от генератора по фидеру в область  $V_A$  через поверхность  $S_{ex}$ , под которой можно понимать поперечное сечение фидера в месте его подключения к излучателю. Если антенна не содержит сторонних источников энергии, то на основании теоремы Пойнтинга можем записать:

$$\int_{S_{BX}} \mathbf{P} ds = \int_{S_A} \mathbf{P} ds + \int_{V_A} \sigma |\mathbf{E}|^2 dv + i\omega \int_{V_A} (\mu_a |\mathbf{H}|^2 - \epsilon_a |\mathbf{E}|^2) dv, \quad (1.22)$$

где  $\mathbf{P} = [\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$  – плотность потока мощности (вектор Пойнтинга),  $\sigma$  – проводимость среды.

Интеграл в левой части соотношения представляет собой комплексную мощность  $P_A$  на входе излучателя. Разделив левую и правую части соотношения (1.22) на  $|I_0|^2$ , где  $I_0$  – ток на входе антенны, для усредненных за период значений получим:

$$\frac{1}{2|I_0|^2} \int_{S_{BX}} \mathbf{P} ds = \frac{1}{2|I_0|^2} \int_{S_A} \mathbf{P} ds + \frac{1}{2|I_0|^2} \int_{V_A} \sigma |\mathbf{E}|^2 dv + \frac{i\omega}{2|I_0|^2} \int_{V_A} (\mu_a |\mathbf{H}|^2 - \epsilon_a |\mathbf{E}|^2) dv = \frac{P_{BX}}{2|I_0|^2} = Z_A. \quad (1.23)$$

Таким образом, вещественная часть импеданса антенны равна

$$R_A = \frac{1}{2|I_0|^2} \operatorname{Re} \int_{S_A} \mathbf{P} ds + \frac{1}{2|I_0|^2} \int_{V_A} \sigma |\mathbf{E}|^2 dv = R_\Sigma + R_\Pi, \quad (1.24)$$

где интеграл в первом слагаемом определяет мощность  $P_\Sigma$ , излученную антенной, а интеграл во втором слагаемом – мощность  $P_\Pi$ , теряемую в металлических и диэлектрических элементах антенны, а также в среде, окружающей антенну. Поэтому  $\frac{P_\Sigma}{2|I_0|^2} = R_\Sigma$  называется сопротивлением излучения, а

$\frac{P_\Pi}{2|I_0|^2} = R_\Pi$  – сопротивлением омических потерь.

Мнимая часть импеданса антенны (реактанс) определяется соотношением

$$X_A = \frac{1}{2|I_0|^2} \operatorname{Im} \int_{S_A} \mathbf{\Pi} ds + \frac{\omega}{2|I_0|^2} \int_{V_A} \left( \frac{\mu_a}{2} |\mathbf{H}|^2 - \frac{\varepsilon_a}{2} |\mathbf{E}|^2 \right) dv. \quad (1.25)$$

Если поверхность  $S_A$  удалена от излучателя на такое расстояние, где поле имеет характер свободной волны, то  $\operatorname{Im} \int_{S_A} \mathbf{\Pi} ds \Rightarrow 0$ , и мнимая часть входного

импеданса определяется разностью запасов магнитной  $w_m = \mu_a |\mathbf{H}|^2 / 2$  и электрической  $w_e = \varepsilon_a |\mathbf{E}|^2 / 2$  энергий в ближней зоне излучателя. Колеблущаяся мощность (мнимая часть вектора Пойнтинга через поверхность  $S_{ex}$ ) также определяется разностью запасов магнитной и электрической энергий в объеме  $V_A$ .

На практике часто используются такие параметры, как комплексный коэффициент отражения  $\Gamma_A$  от входа антенны (отношение комплексной амплитуды отраженной волны к комплексной амплитуде падающей волны) и коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) в фидере, питающем антенну, или обратная ему величина – коэффициент бегущей волны (КБВ) [5]. Если входное сопротивление фидера в месте подключения антенны равно  $Z_\phi$ , то

$$\Gamma_A = \frac{Z_\phi - Z_A}{Z_\phi + Z_A} = \frac{(R_\phi - R_A) + i(X_\phi + X_A)}{(R_\phi + R_A) + i(X_\phi + X_A)}, \quad \text{КСВН} = \frac{1 + |\Gamma_A|}{1 - |\Gamma_A|}, \quad \text{КБВ} = \frac{1 - |\Gamma_A|}{1 + |\Gamma_A|}.$$

Для того, чтобы вся мощность поступала в антенну, необходимо выполнить условие согласования  $R_A = R_\phi$ ,  $X_A = -X_\phi$ , чтобы  $|\Gamma_A| \rightarrow 0$ . Обычно фидер согласован с генератором, тогда  $Z_\phi$  равно волновому сопротивлению фидера  $W_{0\phi}$ , и условия согласования антенны с фидером можно записать в следующем виде:  $R_A = W_{0\phi}$ ,  $X_A = 0$ . На практике строго выполнить эти условия не удастся, поэтому антенна считается согласованной, если от ее входа отражается не более 10% мощности, что соответствует  $|\Gamma_A| \leq 0,333$  и  $\text{КСВН} \leq 2$ . Интервал частот, в котором выполняются эти условия, называется полосой согласования. Для того, чтобы антенна не искажала сигнал, необходимо, чтобы полоса согласования превышала полосу частот, занимаемую спектром сигнала.

Важным параметром, определяющим эффективность антенны, является коэффициент полезного действия (к.п.д.), который равен отношению излученной мощности  $P_{\Sigma}$  к мощности  $P_A$ , подаваемой на вход антенны:

$$\eta_a = P_{\Sigma}/P_A = P_{\Sigma}/(P_{\Sigma} + P_{\Pi}) = R_{\Sigma}/(R_{\Sigma} + R_{\Pi}).$$

Формула записана для антенны, согласованной с фидером. В рассогласованном режиме следует учитывать потери, связанные с отражением от её входа части подводимой к антенне мощности. Если мощность, поступающая от передатчика на вход фидера равна  $P_0$ , то  $P_A = P_0(1 - |\Gamma|^2)$ .

Кроме потерь в металлических конструкциях, диэлектрике и изоляторах в антеннах, работающих на больших уровнях мощности, могут появиться потери, связанные с коронными и факельными разрядами.

Вторая группа параметров характеризует антенну как источник электромагнитных волн и определяет зависимость от направления амплитуды, фазы и поляризации излученных радиоволн. К этим параметрам относятся:

– амплитудная диаграмма направленности – зависимость от направления амплитуды волны в дальней зоне при фиксированном расстоянии;

Используемая в определениях фраза «в дальней зоне при фиксированном расстоянии» эквивалентна математическому понятию «необходимое и достаточное условие» и при определении характеристик направленности является обязательной.

Согласно определению амплитудная диаграмма направленности (ДН) представляет собой пространственную фигуру, поверхность которой описывается концом исходящего из начала координат радиус-вектора, длина которого в каждом направлении равна значению функции  $f(\theta, \varphi)$ . Примеры некоторых видов пространственных ДН приведены на рис. 1.3.

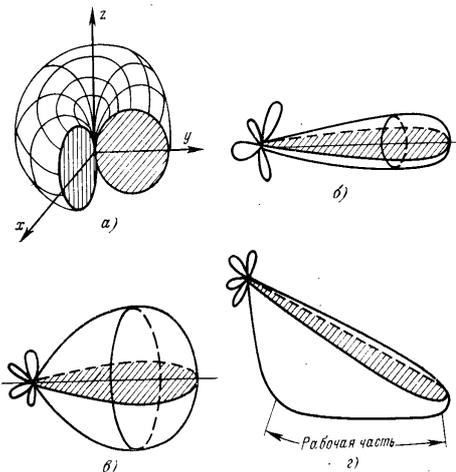


Рис.1.3. Виды пространственных ДН

На практике обычно ограничиваются сечениями ДН в двух взаимно ортогональных плоскостях  $\theta = \text{const}$  и  $\varphi = \text{const}$ , проходящих через направления максимумов излучения. Эти сечения называются главными (на рис. 1.3 они заштрихованы). Их можно провести таким образом, чтобы вектор электрического либо вектор магнитного поля лежал в этих сечениях. Тогда говорят о ДН в  $E$ -плоскости или в  $H$ -плоскости. Диаграммы в этих сечениях изображают в полярной или декартовой системах координат, причем в последнем случае возможны линейный и логарифмический масштабы (рис. 1.4). Если антенна имеет остронаправленную ДН или важна информация о боковых или заднем лепестках, то ДН изображают в декартовой системе координат.

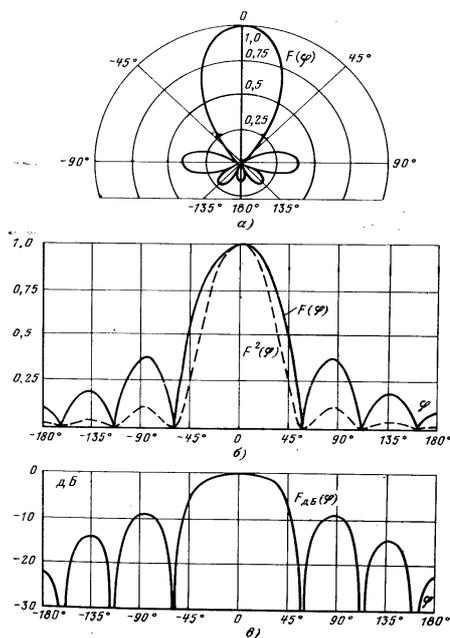


Рис. 1.4. Способы изображения ДН.

Если антенна имеет остронаправленную ДН или важна информация о боковых или заднем лепестках, то ДН изображают в декартовой системе координат. УБЛ определяется по величине максимального бокового лепестка.

Ширина ДН определяется на уровне 0,707 от максимального значения (на уровне  $-3\text{дБ}$ ) и обозначается  $\Delta\theta_{0,5}$ . Иногда ширина ДН определяется по нулям  $\Delta\theta_0$ , но это специально оговаривается. УБЛ определяется по величине максимального бокового лепестка.

Диаграмма направленности характеризует возможность антенны концентрировать энергию в заданном угловом секторе в пространстве. Угловая

На практике обычно ограничиваются сечениями ДН в двух взаимно ортогональных плоскостях  $\theta = \text{const}$  и  $\varphi = \text{const}$ , проходящих через направления максимумов излучения. Эти сечения называются главными (на рис. 1.3 они заштрихованы). Их можно провести таким образом, чтобы вектор электрического либо вектор магнитного поля лежал в этих сечениях. Тогда говорят о ДН в  $E$ -плоскости или в  $H$ -плоскости. Диаграммы в этих сечениях изображают в полярной или декартовой системах координат, причем в последнем случае возможны линейный и логарифмический масштабы (рис. 1.4). Если антенна имеет остронаправленную ДН или важна информация о боковых или заднем лепестках, то ДН изображают в декартовой системе координат.

Форма ДН определяется тремя параметрами: направление максимума излучения  $\theta_0$ , или  $\varphi_0$ , ширина главного лепестка ДН  $\Delta\theta$  и уровень боковых лепестков (УБЛ).

Ширина ДН определяется на уровне 0,707 от максимального значения (на уровне  $-3\text{дБ}$ ) и обозначается  $\Delta\theta_{0,5}$ . Иногда ширина ДН определяется по нулям  $\Delta\theta_0$ , но это специально оговаривается. УБЛ определяется по величине максимального бокового лепестка.

зависимость плотности потока мощности  $\Pi(\theta, \varphi) = |f(\theta, \varphi)|^2$  называется ДН по мощности.

Обычно переходят к нормированным ДН по напряжённости поля

$$F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{max}(\theta_0, \varphi_0)}, \text{ или по мощности } F^2(\theta, \varphi) = \frac{|\Pi(\theta, \varphi)|}{|\Pi_{max}(\theta_0, \varphi_0)|},$$

значения которых изменяются в пределах от 0 до 1. Переход к нормированным ДН облегчает возможность сравнения их между собой.

Согласно принципу суперпозиции поле системы излучателей представляет собой векторную сумму полей ее отдельных элементов. Если эти элементы имеют одинаковые размеры, одинаковые амплитудно-фазовые распределения возбуждающего поля или тока, одинаковым образом ориентированы в пространстве, то они имеют одинаковые ДН. Суммарная ДН такой системы может быть записана в виде произведения векторной комплексной ДН одного элемента  $\mathbf{F}_{эл}(\theta, \varphi)$  на скалярный множитель направленности  $F_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ , представляющий ДН совокупности элементарных излучателей, расположенных в фазовых центрах элементов системы, т.е.

$$\mathbf{F}(\theta, \varphi) = \mathbf{F}_{эл}(\theta, \varphi) \cdot F_{\Sigma}(\theta, \varphi). \quad (1.26)$$

Эта формула представляет собой математическую запись принципа перемножения диаграмм направленности (правило Бонч-Бруевича) [4]. Его применяют для нахождения ДН любых типов антенных систем, которые можно представить в виде совокупности однотипных непрерывно или дискретно распределенных излучателей.

– фазовая диаграмма направленности (ФД) – зависимость от направления фазы поля в дальней зоне при фиксированном расстоянии. Существует и второе равнозначное определение: фазовой диаграммой называют угловую зависимость расстояния  $r(\theta, \varphi)$  от фазового центра до точек на эквифазной поверхности. Таким образом, ФД характеризует фронт волны, который является поверхностью равных фаз и определяется уравнением

$$kr(\theta, \varphi) = \Phi_0 - \Phi(\theta, \varphi), \quad \text{где } \Phi_0 = \text{const.}$$

Если  $r(\theta, \varphi) = \text{const}$ , то и  $\Phi(\theta, \varphi) = \text{const}$ , т.е. поверхность равных фаз является поверхностью сферы, а антенна является источником сферических волн с точечным фазовым центром, совпадающим с ее геометрическим центром, находящимся в начале координат. Если  $\Phi(\theta, \varphi) \neq \text{const}$ , т.е. поверхность равных фаз не является сферической, то фазовый центр у антенны может или отсутствовать или не быть точечным. Поэтому вводят понятие центра излучения, относительно которого поверхность равных фаз в заданном угловом секторе пространства менее всего отличается от сферической. Обычно достаточно знания ФД в пределах главного лепестка или в угловом секторе, равном ширине ДН антенны. Знание положения фазового центра необходимо, например, при проектировании антенных решеток, облучателей зеркальных или линзовых антенн, систем фазовой пеленгации.

– поляризационная характеристика (ПХ) антенны – это совокупность сведений о поляризации излученного поля в различных направлениях в дальней зоне, т.е. определяет характер изменения во времени и в пространстве величины и ориентации вектора напряжённости электрического поля  $\mathbf{E}$ . Плоскость, в которой лежат вектор  $\mathbf{E}$  и волновой вектор  $\mathbf{k}$ , называется плоскостью поляризации.

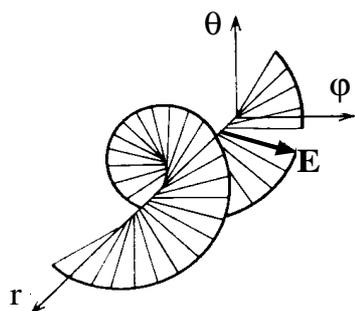


Рис. 1.5. Поведение вектора  $\mathbf{E}$ .

В дальней зоне  $\mathbf{E} = \theta_0 E_\theta + \varphi_0 E_\varphi e^{i\psi}$ , где  $\theta_0$  и  $\varphi_0$  – орты сферической системы координат,  $\psi$  – разность фаз между компонентами  $E_\theta$  и  $E_\varphi$  вектора  $\mathbf{E}$ . В общем случае, когда  $E_\theta$ ,  $E_\varphi$  и  $\psi$  отличны от нуля, конец вектора  $\mathbf{E}$  описывает пространственную кривую (рис. 1.5), годограф которой

представляет собой эллипс (рис. 1.6).

Поляризация поля полностью описывается следующими тремя параметрами поляризационного эллипса:

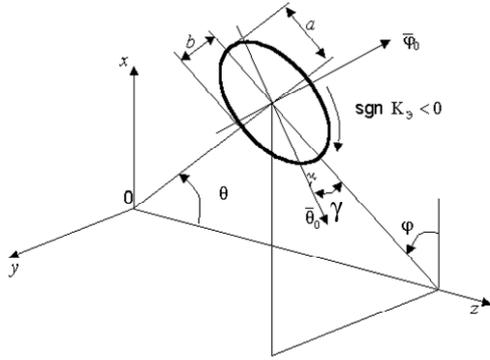


Рис. 1.6. Поляризационный эллипс.

- углом наклона большой оси эллипса  $\gamma_э$  к направлению орта  $\theta_0$ ;
- коэффициентом эллиптичности, который является отношением малой полуоси эллипса к большой  $K_э = b/a, 0 \leq |K_э| \leq 1$ ;
- направлением вращения вектора  $\mathbf{E}$ , которое определяется знаком при  $K_э$ .

Если известны компоненты поля излучения, параметры поляризационного эллипса определяются по формулам

$$\gamma_э = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{2m \cos \psi}{1 - m^2}\right), \quad (1.27)$$

$$K_э = \frac{2m \sin \psi}{1 + m^2 + \sqrt{(1 + m^2)^2 - (2m \sin \psi)^2}}, \quad (1.28)$$

где  $m = E_\varphi / E_\theta$  – отношение амплитуд ортогональных компонент;

$\psi = (\arg E_\varphi - \arg E_\theta)$  – разность фаз этих компонент.

Обратные зависимости имеют вид

$$m = \sqrt{(K_э^2 \operatorname{tg}^2 \gamma_э + 1) / (K_э^2 + \operatorname{tg}^2 \gamma_э)}; \quad (1.29)$$

$$\psi = \arctg\{2K_э^2 / [(1 - K_э^2) \sin 2\gamma_э]\}. \quad (1.30)$$

При  $K_э = 0$  поляризационный эллипс вырождается в прямую линию, т.е. плоскость поляризации с течением времени не меняет своего положения в пространстве. Такая поляризация называется линейной. Различают при этом горизонтальную (вектор  $\mathbf{E}$  параллелен поверхности земли), вертикальную (вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярен поверхности земли) и наклонную поляризации.

Если вектор  $\mathbf{E}$  вращается вокруг направления распространения, делая один оборот за период колебаний, то вместе с ним вращается плоскость поляризации и тогда поляризацию называют вращающейся. Если смотреть вслед уходящей волне, то вращение вектора  $\mathbf{E}$  по часовой стрелке ( $K_э > 0$ ) со-

ответствует поляризация правого вращения, а вращение против часовой стрелки ( $K_{\vartheta} < 0$ ) – поляризации левого вращения.

При  $K_{\vartheta} = \pm 1$  и  $\psi = \pm \pi/2$  поляризационный эллипс вырождается в окружность. Такая поляризация называется круговой. В общем случае для произвольных значений  $K_{\vartheta}$  и  $\psi$  излученная волна имеет эллиптическую поляризацию правого или левого вращения. В антеннах, предназначенных для излучения волн линейной поляризации, может возникнуть паразитное излучение с ортогональной поляризацией. В этом случае различают главную (основную) поляризацию и кроссполяризационную (паразитную) составляющую.

Коэффициент направленного действия (КНД) характеризует способность антенны концентрировать излученную мощность в определенном направлении. КНД определяется как отношение интенсивности поля в данном направлении  $\theta_0, \varphi_0$  к средней интенсивности

$$D(\theta, \varphi) = \frac{E^2(\theta_0, \varphi_0)}{E_{cp}^2(\theta, \varphi)} = \frac{4\pi F^2(\theta_0, \varphi_0)}{\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}. \quad (1.32)$$

Обычно КНД определяют в направлении главного максимума ДН. В этом случае

$$D_0 = \frac{4\pi}{\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}. \quad (1.32a)$$

Если ДН имеет осевую симметрию, т.е. не зависит от азимутального угла  $\varphi$ ,

то

$$D_0 = \frac{2}{\int_{\theta=0}^{\pi} F^2(\theta) \sin\theta d\theta}.$$

В случае антенн эллиптической поляризации для нахождения КНД иногда удобнее использовать парциальные КНД по  $\theta$ -й и  $\varphi$ -й поляризациям:

$$D_{\theta_0} = \frac{4\pi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} [F_{\theta}^2(\theta, \varphi) + F_{\varphi}^2(\theta, \varphi)/m^2] \sin\theta d\theta d\varphi}, \quad D_{\varphi_0} = \frac{4\pi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} [m^2 F_{\theta}^2(\theta, \varphi) + F_{\varphi}^2(\theta, \varphi)] \sin\theta d\theta d\varphi},$$

тогда  $D_0 = D_{\theta_0} + D_{\varphi_0}$ .

Для антенн линейной поляризации применяют приближенную оценку КНД по формуле

$$D_0 \approx \frac{10}{\Delta\theta_{0,5}^E \cdot \Delta\theta_{0,5}^H}, \quad (1.33)$$

где  $\Delta\theta_{0,5}^E$  и  $\Delta\theta_{0,5}^H$  – ширина ДН антенны в радианах на уровне 0,5 по мощности

в главных плоскостях. Учитывая, что  $R_{\Sigma} = \frac{E_{cp}^2(\theta, \varphi)}{2W_0 |I_0|^2}$ , можно представить КНД в

виде:

$$D_0 = \frac{\pi W_0}{R_{\Sigma}} (I_{\varphi\varphi} / \lambda)^2. \quad (1.34)$$

В направлении максимального излучения для реальных антенн КНД достигает значений от единиц до многих тысяч. Он показывает тот выигрыш в мощности, который можно получить за счет использования направленного действия антенны, но не учитывает возможных потерь в антенне.

Выигрыш, даваемый антенной, при учете потерь в ней определяется параметром, называемым коэффициентом усиления антенны (КУ). Коэффициент усиления антенны равен произведению КНД на КПД:

$$G = D\eta = D \frac{P_{\Sigma}}{P_A} = D \frac{P_{\Sigma}}{I_0^2 R_A}. \quad (1.35)$$

Мощность излучения антенны  $P_{\Sigma}$  определяется интегралом от вектора Пойнтинга по сферической поверхности, находящейся в дальней зоне:

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \Pi_r \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{r^2}{2W_0} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} |E(\theta, \varphi)|^2 \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{r^2 E_{max}^2}{2W_0} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (1.36)$$

Таким образом, КУ показывает, во сколько раз нужно уменьшить (или увеличить) мощность, подводимую к направленной антенне, по сравнению с

мощностью, подводимой к идеальной ненаправленной антенне без потерь, для того чтобы получить одинаковую напряженность поля в рассматриваемом направлении. Если специальных оговорок не делается, то под КУ (так же, как и под КНД) подразумевается его максимальное значение, соответствующее направлению максимума диаграммы направленности.

Рассмотренные выше параметры антенн соответствуют случаю работы при монохроматических колебаниях, т.е. на одной частоте. В реальных радиосистемах используются сигналы с различной шириной спектра. Поэтому важными параметрами антенн являются: рабочая полоса частот или полоса пропускания, в пределах которой все параметры антенны не выходят за допустимые пределы и диапазон рабочих частот. Требуемая полоса пропускания антенны должна быть не уже ширины спектра излучаемого антенной сигнала, а рабочий диапазон частот обеспечивать возможность одновременного излучения нескольких узкополосных сигналов на различных участках этого диапазона, т.е. допускает изменение некоторых параметров антенны (например, фазовой диаграммы). Диапазон рабочих частот или полосу пропускания антенны определяют как

$$\frac{\Delta f}{f_{cp}} = 2 \left( \frac{f_{max} - f_{min}}{f_{max} + f_{min}} \right) \cdot 100 \% \quad (1.37)$$

Широкополосные свойства антенны характеризуется также коэффициентом перекрытия по частоте

$$K_{\Pi} = f_{max} / f_{min}.$$

К узкополосным относятся антенны с полосой пропускания в несколько процентов, если  $5\% < \Delta f / f_{cp} < 25\%$  антенна считается широкополосной, а при  $\Delta f / f_{cp} > 25\%$  – сверхширокополосной.

Параметры антенн в режиме приема.

Приемная антенна преобразует энергию свободных волн в энергию токов в нагрузке антенны  $Z_H$ , т.е. может рассматриваться как источник ЭДС (с внутренним сопротивлением  $Z_A$ ), создающий эти токи. Эквивалентная схема

приемной антенны представлена на рис. 1.7. Электромагнитное поле наводит

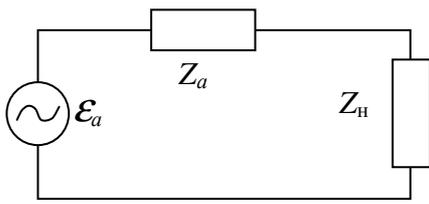


Рис. 1.7. Эквивалентная схема приёмной антенны.

в антенне токи, создающие на разомкнутых зажимах антенны ЭДС  $\mathcal{E}_A$ , пропорциональную напряженности электрического поля в месте расположения антенны. Коэффициент пропорциональности имеет размерность длины и зави-

сит от направления прихода волны, угла между ориентацией вектора  $\mathbf{E}$  и единичным вектором поляризации антенны  $\mathbf{p}$ . Максимальное значение этого коэффициента, когда волна приходит с направления максимального приема и антенна согласована по поляризации с падающей волной, называется эффективная (действующая) длина антенны  $l_{\text{эф}}$  [5]. Тогда

$$\mathcal{E}_A = l_{\text{эф}} E_0 F(\theta, \varphi) e^{i\Phi(\theta, \varphi)} (\mathbf{e}_0, \mathbf{p}), \quad (1.38)$$

где  $E_0$  – амплитуда падающей волны;  $\theta$  и  $\varphi$  – углы, определяющие направление прихода волны;  $F(\theta, \varphi)$  – нормированная амплитудная диаграмма направленности приемной антенны;  $\Phi(\theta, \varphi)$  – фазовая диаграмма направленности приемной антенны;  $\mathbf{e}_0 = \mathbf{E}/E_0$  – вектор поляризации падающей волны (единичный вектор, совпадающий по направлению с вектором  $\mathbf{E}$ );  $(\mathbf{e}_0, \mathbf{p}) = \cos\chi$  – поляризационный коэффициент передачи.

Согласно эквивалентной схеме ток в нагрузке антенны равен  $I_A = \mathcal{E}_A / (Z_A + Z_H)$ , а напряжение на нагрузке –  $U_A = I_A Z_H = \mathcal{E}_A Z_H / (Z_A + Z_H)$ . В режиме приема амплитудная ДН определяет зависимость амплитуды напряжения или тока в нагрузке антенны от направления прихода плоской одиночной волны. Соответственно, фазовая диаграмма определяет зависимость фазы напряжения или тока в нагрузке антенны от направления прихода плоской одиночной волны. Импеданс приемной антенны согласно теореме Тевенена-Гельмгольца равен отношению ЭДС ( $U_A$  при  $Z_H \rightarrow \infty$ ) к току короткого замыкания ( $I_A$  при  $Z_H = 0$ ).

На основании принципа взаимности можно показать, что импеданс, эф-

фактивная длина, нормированная ДН, фазовая диаграмма и поляризационная характеристика приемной антенны не изменяются, если эта антенна работает в режиме передачи. Сущность принципа взаимности состоит в следующем. Радиоканал, включающий в себя часть пространства от входа передающей антенны A1 до выхода приемной антенны A2 (рис.В.1), можно представить как четырехполюсник [3]. Если среда, в которой распространяются радиоволны, линейна, изотропна и не содержит дополнительных источников энергии, то такой четырехполюсник является линейным и взаимным. Пусть на входе передающей антенны 1 действует источник ЭДС  $\mathcal{E}_1$  с внутренним импедансом  $Z_1$ , которая в нагрузке  $Z_2$  приемной антенны 2 вызывает ток  $I_{12}$ . Если поменять местами вход и выход четырехполюсника, т.е. антенна 2 становится передающей и возбуждается источником ЭДС  $\mathcal{E}_2$  с внутренним импедансом  $Z_2$ , а приемная антенна 1 нагружена на импеданс  $Z_1$ , в котором под действием поля, создаваемого антенной 2 возникает ток  $I_{21}$  (рис. 1.8), то согласно принципу взаимности коэффициент передачи не изменится и должно выполняться условие

$$\frac{\mathcal{E}_1}{I_{12}} = \frac{\mathcal{E}_2}{I_{21}}. \quad (1.39)$$

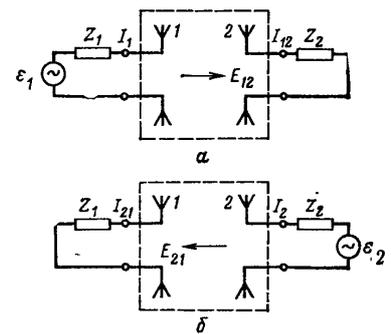


Рис. 1.8. К выводу принципа взаимности для антенн.

Источник  $\mathcal{E}_1$  возбуждает в антенне 1 ток  $I_1 = \mathcal{E}_1 / (Z_1 + Z_{A1})$ , который в месте расположения антенны 2 создает поле

$$\mathbf{E}_{12} = E_{12} \mathbf{e}_{01} = \frac{\mathcal{E}_1 W_0 k l_{1\varphi}^t F_1^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1^t(\theta, \varphi)} \mathbf{p}_1^t(\theta, \varphi)}{Z_1 + Z_{A1}} \cdot \frac{e^{-ikr}}{4\pi r},$$

где  $Z_{A1}$  – входной импеданс антенны 1,  $r$  – расстояние между антеннами,  $\mathbf{e}_{01}$  – вектор поляризации волны, который в режиме передачи совпадает с вектором поляризации антенны  $\mathbf{p}_1^t(\theta, \varphi)$ .

В нагрузке антенны 2 под действием поля  $\mathbf{E}_{12}$  возникает ток  $I_{12}$

$$I_{12} = \frac{l_{2\varphi} E_{12} F_2(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2(\theta, \varphi)}(\mathbf{p}_1^t, \mathbf{p}_2)}{Z_2 + Z_{A2}},$$

тогда 
$$\frac{\mathcal{E}_1}{I_{12}} = \frac{(Z_1 + Z_{A1})(Z_2 + Z_{A2})4\pi r}{W_0 k l_{1\varphi}^t F_1^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1^t(\theta, \varphi)} l_{2\varphi} F_2(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2(\theta, \varphi)}(\mathbf{p}_1^t, \mathbf{p}_2) e^{-ikr}}. \quad (1.40)$$

Индексом  $t$  помечены параметры антенны, работающей в режиме передачи.

Во втором случае, когда передающей становится антенна 2, имеем

$$\mathbf{E}_{21} = E_{21} \mathbf{e}_{02} = \frac{\mathcal{E}_2 W_0 k l_{2\varphi}^t F_2^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2^t(\theta, \varphi)} \mathbf{p}_2^t(\theta, \varphi)}{Z_2 + Z_{A2}^t} \cdot \frac{e^{-ikr}}{4\pi r},$$

где  $Z_{A2}$  – входной импеданс антенны 2,  $\mathbf{e}_{02}$  – вектор поляризации волны, который в режиме передачи совпадает с вектором поляризации антенны  $\mathbf{p}_2^t(\theta, \varphi)$ .

Ток  $I_{21}$ , возникающий в нагрузке антенны 1, равен

$$I_{21} = \frac{l_{1\varphi} E_{21} F_1(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1(\theta, \varphi)}(\mathbf{p}_2^t, \mathbf{p}_1)}{Z_1 + Z_{A1}},$$

и 
$$\frac{\mathcal{E}_2}{I_{21}} = \frac{(Z_2 + Z_{A2}^t)(Z_1 + Z_{A1})4\pi r}{W_0 k l_{2\varphi}^t F_2^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2^t(\theta, \varphi)} l_{1\varphi} F_1(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1(\theta, \varphi)}(\mathbf{p}_2^t, \mathbf{p}_1) e^{-ikr}}. \quad (1.41)$$

Подставляя (1.40) и (1.41) в (1.39), имеем:

$$\frac{(Z_1 + Z_{A1}^t)(Z_2 + Z_{A2})}{l_{1\varphi}^t F_1^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1^t(\theta, \varphi)} l_{2\varphi} F_2(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2(\theta, \varphi)}(\mathbf{p}_1^t, \mathbf{p}_2)} = \frac{(Z_2 + Z_{A2}^t)(Z_1 + Z_{A1})}{l_{2\varphi}^t F_2^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2^t(\theta, \varphi)} l_{1\varphi} F_1(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1(\theta, \varphi)}(\mathbf{p}_2^t, \mathbf{p}_1)}.$$

Преобразуем это соотношение так, чтобы левая часть содержала параметры антенны 1, а правая часть параметры антенны 2, и учтем, что

$$(\mathbf{p}_2^t, \mathbf{p}_1) = |\mathbf{p}_2^t| |\mathbf{p}_1| \cos(\gamma_1), \text{ а } (\mathbf{p}_1^t, \mathbf{p}_2) = |\mathbf{p}_1^t| |\mathbf{p}_2| \cos(\gamma_2):$$

$$\frac{(Z_1 + Z_{A1}^t) l_{1\varphi} F_1(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1(\theta, \varphi)} |\mathbf{p}_1| \cos \gamma_1}{(Z_1 + Z_{A1}) l_{1\varphi}^t F_1^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_1^t(\theta, \varphi)} |\mathbf{p}_1^t|} = \frac{(Z_2 + Z_{A2}^t) l_{2\varphi} F_2(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2(\theta, \varphi)} |\mathbf{p}_2| \cos \gamma_2}{(Z_2 + Z_{A2}) l_{2\varphi}^t F_2^t(\theta, \varphi) e^{i\Phi_2^t(\theta, \varphi)} |\mathbf{p}_2^t|}. \quad (1.42)$$

Равенство (1.42) должно выполняться для любых антенн, т.е. левая и правая части должны быть постоянными величинами. Это возможно, если импеданс антенны, эффективная длина, диаграмма направленности, фазовая диаграмма и поляризационная характеристика остаются одинаковыми в режиме приема и в режиме передачи. Так как КНД, к.п.д., КУ и другие параметры антенны

однозначно определяются через перечисленные выше характеристики, то они также одинаковы при работе антенны в режимах приёма и передачи. Из (1.34) следует, что  $l_{\phi} = \sqrt{4\pi D_0 R_{\Sigma}} / W_0 k^2 = \sqrt{4\pi G_0 R_A} / W_0 k^2$ , поэтому выражения для ЭДС и тока в нагрузке приемной антенны  $I_A$  можно записать в следующем виде:

$$\varepsilon_A = E_0 \sqrt{\frac{4\pi G_0 R_A}{W_0 k^2}} F(\theta, \varphi) e^{i\Phi(\theta, \varphi)} \cos \chi, \quad I_A = \frac{E_0}{Z_H + Z_A} \sqrt{\frac{4\pi G_0 R_A}{W_0 k^2}} F(\theta, \varphi) e^{i\Phi(\theta, \varphi)} \cos \chi. \quad (1.43)$$

Мощность, выделяемая в нагрузке приемной антенны, равна

$$P_H = \frac{1}{2} (I_A I_A^*) R_H = \frac{\varepsilon_A^2 R_H}{2 [(R_A + R_H)^2 + (X_A + X_H)^2]}. \quad (1.44)$$

Если антенна согласована с нагрузкой ( $R_H = R_A$ ,  $X_H = -X_A$ ) и не имеет потерь ( $R_A = R_{\Sigma}$ ), то величина  $P_H^{max} = \varepsilon_A^2 / 8R_{\Sigma}$  является максимальной мощностью, поступающей в нагрузку антенны. Отношение

$$\gamma_H = \frac{P_H^{max}}{P_H} = \frac{4\varepsilon_A^2 R_A R_H}{(R_A + R_H)^2 + (X_A + X_H)^2}$$

называют коэффициентом согласования антенны.

Следует отметить, что в режиме приема не вся мощность, извлекаемая антенной из поля падающей волны, поглощается в нагрузке. Дело в том, что наведенный в антенне ток  $I_0$  согласно эквивалентной схеме равен току в нагрузке  $I_A$ . Этот ток создает вторичное поле (поле переизлучения). Переизлученная мощность  $P_{\Sigma} = I_0^2 R_{\Sigma} / 2$ , т.е. в согласованном режиме  $P_{\Sigma} = P_H$ . Если  $R_H < R_A$ , то  $P_{\Sigma} > P_H$ , а при  $R_H > R_A$  наоборот,  $P_{\Sigma} < P_H$ .

В соответствие с вышеизложенным поглощаемая нагрузкой мощность будет определяться следующим выражением:

$$P_H = \Pi_n F^2(\theta, \varphi) \cos^2 \chi (1 - |\Gamma|^2) \eta_a S,$$

где  $\Pi_n$  – нормальная к фронту волны компонента вектора Пойнтинга,  $S$  – коэффициент пропорциональности между  $P_H$  и плотностью потока мощности падающей волны, имеющий размерность площади. Если волна приходит с направления максимального приема ( $F^2(\theta, \varphi) = 1$ ), антенна согласована по по-

ляризации ( $\cos\chi=1$ ), согласована с нагрузкой ( $\Gamma=0$ ) и не имеет потерь ( $\eta_a=1$ ), то этот коэффициент имеет максимальное значение и называется эффективная площадь антенны:

$$S_{эф} = \frac{\pi D_0}{k^2} = \frac{\lambda^2 D_0}{4\pi} \quad (1.45)$$

Для линейных антенн эффективная площадь может быть выражена через эффективную длину

$$S_{эф} = \frac{W_0 l_{эф}^2}{4R_{\Sigma}}.$$

Для апертурных антенн вводят также коэффициент использования поверхности апертуры (КИП)

$$v = S_{эф} / S_A, \quad (1.46)$$

где  $S_A$  – геометрическая площадь раскрыва антенны. Этот параметр используется и для передающих антенн. Он характеризует эффективность излучения поля апертурой. При равноамплитудном синфазном распределении поля или тока на излучающем раскрыве  $v=1$  и убывает, если амплитуда или фаза не остаются постоянными.

У приёмных антенн есть свой специфический параметр, который называется шумовой температурой антенны  $T_A$  и определяет отношение сигнал/шум на выходе антенны [3]. Качество радиоприема определяется отношением мощности принимаемого сигнала на входе приемника к мощности, создаваемой различными помехами (отношение сигнал/шум). Помехи при радиоприеме делятся на внешние и внутренние. К внешним шумам относятся: атмосферные помехи, вызываемые грозовыми разрядами; промышленные, вызываемые различными электрическими аппаратами; космические шумы, вызываемые радиоизлучением Солнца, звезд, отдаленных галактик и т.д.; тепловые шумы (тепловые излучения Земли и атмосферных газов); шумы, обусловленные наличием атмосферных осадков. Внутренние шумы обуслов-

ливаются тепловым движением электронов в различных элементах приемного радиотракта.

Поскольку внешние и внутренние шумы по своему спектральному составу и по мешающему действию вполне эквивалентны между собой, принято оценивать их суммарное действие с помощью единого параметра  $T_A$ , называемого шумовой температурой антенны, и измеряемого по абсолютной шкале в градусах Кельвина ( $K$ ). Тем самым осуществляется эквивалентная замена всех шумов как принимаемых, так и создаваемых антенной в полосе частот  $\Delta f$  тепловыми шумами ее внутреннего сопротивления при гипотетической температуре  $T_A$ .

Согласно известной формуле Найквиста резистор  $R$ , находящийся при температуре  $T_0$ , в полосе частот  $\Delta f$  создает шумовую ЭДС, равную  $\bar{\mathcal{E}}_{ш} = \sqrt{4\kappa T_0 R \Delta f}$ , где  $\kappa = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Вт/(Гц К) – постоянная Больцмана. Таким образом, выделяемая на согласованной нагрузке антенны мощность внутренних (флуктуационных) шумов, обусловленных сопротивлением потерь  $R_{\Sigma}$ , определяется соотношением

$$P_{шф} = \frac{|\bar{\mathcal{E}}_{ш}|^2 R_A}{(R_A + R_A)^2} = \kappa \Delta f T_0 \frac{R_A - R_{\Sigma}}{R_A} = \kappa \Delta f T_0 (1 - \eta) = \kappa \Delta f T_{AT}$$

где  $T_{AT} = T_0(1 - \eta)$  – вклад в шумовую температуру антенны, обусловленный наличием омических потерь.

Для определения компонента шумовой температуры  $T_{A\Sigma}$ , обусловленного приемом внешних шумов, будем предполагать, что все внешние шумы эквивалентны тепловому радиоизлучению некоторой замкнутой абсолютно черной поверхности (например, большой сферы с радиусом, превышающим расстояние до границы дальней зоны антенны  $r > 2L^2/\lambda$ ). Когда стенки такой сферы равномерно нагреты до яркостной температуры  $T_A$ , плотность потока излученной электромагнитной мощности  $P_{ш}$  на длине волны  $\lambda$  в полосе частот  $\Delta f$ , приходящаяся на единицу телесного угла, равна

$$P_w = \frac{2\kappa T_J \Delta f}{\lambda^2}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{стер}),$$

Если в центре нагретой сферы поместить приемную антенну, то при условии согласования в нагрузке антенны выделится шумовая мощность:

$$P_{w\Sigma} = \frac{S_{\text{эф}}\eta}{2} \int \Pi_w F^2(\theta, \varphi) d\Omega = \frac{\lambda^2 D_0 \eta}{8\pi} \int \Pi_w F^2(\theta, \varphi) d\Omega = \kappa \Delta f T_J \eta,$$

где  $d\Omega = \sin\theta d\varphi d\theta$  – элемент телесного угла. Таким образом, при равномерном распределении яркостной температуры по большой сфере шумовая температура антенны  $T_{A\Sigma} = T_J \eta$  и не зависит от формы ДН антенны, т.к. определяется только яркостной температурой стенок и величиной к. п. д. антенны.

Однако если стенки сферы нагреты неравномерно и характеризуются распределением яркостной температуры  $T_J(\theta, \varphi)$ , то плотность потока падающей на антенну электромагнитной шумовой мощности также окажется зависящей от углов  $\theta, \varphi$  и формула для  $T_{A\Sigma}$  примет вид:

$$T_{A\Sigma} = \frac{\eta D_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} T_J(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta. \quad (1.47)$$

Таким образом, шумовую температуру антенны  $T_A$  можно представить в виде

$$T_A = T_{AT} + T_{A\Sigma} = T_0(1-\eta) + T_{A\Sigma}, \quad (1.48)$$

где  $T_{AT}$  – температура за счет внутренних тепловых шумов антенны,  $T_{A\Sigma}$  – температура шумового излучения внешних источников,  $T_0$  – температура окружающей среды в градусах Кельвина.

Прежде чем переходить к изучению конкретных типов антенн, рассмотрим небольшой, но важный и общий для всех типов вопрос о передачи мощности между двумя антеннами – передающей ( $A_1$ ) и приемной ( $A_2$ ). Мощность  $P_2$ , поступающую в нагрузку приёмной антенны, в предположении, что антенна и приёмник согласованы с фидером, можно записать в виде

$$P_2 = \frac{|E|^2}{2W_0} S_{\text{эф2}} \eta_2 F_2^2(\theta_2, \varphi_2) \cos^2 \chi, \quad (1.49)$$

где  $\theta_2, \varphi_2$  – направление на передающую антенну;  $\eta_2$  и  $S_{\text{эф2}}$  – к.п.д. и эффективная площадь приёмной антенны. Выражение для напряженности поля в месте расположения приёмной антенны через мощность  $P_1$ , поступающую в передающую антенну в предположении согласования антенны и передатчика с фидером, имеет вид

$$\frac{|E|^2}{2W_0} = \frac{P_1 D_1 \eta_1}{4\pi r^2} F_1^2(\theta_1, \varphi_1), \quad (1.50)$$

где  $\theta_1, \varphi_1$  – направление на приёмную антенну;  $\eta_1$  и  $D_1$  – КПД и КНД передающей антенны;  $r$  – расстояние между антеннами.

Подставив (1.50) в (1.49), получим

$$P_2 = P_1 G_1 G_2 \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 F_1^2 F_2^2 \cos^2 \chi. \quad (1.51)$$

Эта формула называется формулой идеальной радиопередачи, поскольку не учитывает свойств окружающей среды. А они могут быть различными, причем в различных диапазонах характеризоваться разными значениями параметров. Формула используется при расчетах радиотрасс в пределах прямой видимости. Например, при связи с летательными аппаратами или между ними, при определении зоны действия УКВ радиопередающих и телевизионных центров, при выборе расстояний между антеннами в радиорелейных линиях связи и так далее. Для этого необходимо знать чувствительность приёмника и мощность передатчика, их согласование с фидерными линиями, потери в трактах и антеннах, ДН и КНД антенн, угол между плоскостями поляризации и длину волны  $\lambda$ .

#### 1.4. Элементы общей теории линейных антенн.

Согласно принципу суперпозиции поле любого излучателя определяется векторной суммой полей элементарных излучателей, входящих в его состав.

Так, например, поле линейного излучателя может быть представлено суммой полей элементарных излучателей, непрерывно или дискретно расположенных вдоль некоторой линии; поле апертурного излучателя может быть определено суммой полей линейных излучателей, если излучающую поверхность представить в виде набора линейных излучателей. Таким образом, для выявления факторов, влияющих на характеристики направленности антенны, достаточно рассмотреть характеристики линейного излучателя, которые определяются функцией распределения тока вдоль излучателя. В общем случае под линейным излучателем будем понимать излучатель, у которого амплитудно-фазовое распределение тока зависит только от одной координаты. При этом его поперечные размеры не обязательно должны быть малыми.

Для определения функции распределения тока представим линейный непрерывный излучатель (ЛНИ) как направляющую систему для волны тока, которая характеризуется волновым сопротивлением  $W_a$  и постоянной распространения  $\gamma$ .

Пусть прямолинейный провод длиной  $L$  расположен вдоль оси  $z$ . В начале провода включен источник ЭДС  $\mathcal{E}$  с внутренним сопротивлением  $Z_1$ , а конец провода нагружен на сопротивление  $Z_2$  (рис. 1.9). Под действием ЭДС

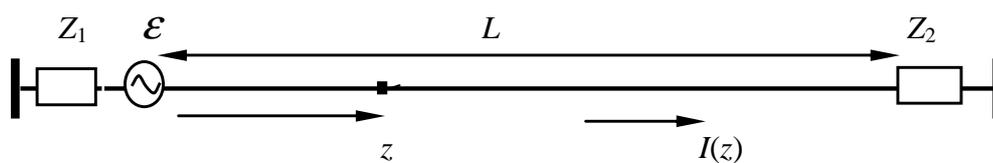


Рис.1.9. Линейный излучатель.

в проводе возникает волна тока с амплитудой  $\mathcal{E}/(W_a+Z_1)$ , распространяющаяся со скоростью  $v$  вдоль провода. Уходящая в направлении положительных  $z$  волна тока приобретает в точке  $z$  фазовый набег  $\gamma z$ . Дойдя до конца проводника, возвращается точку  $z$ , приобретая при этом множитель

$\Gamma_2 \exp[-i\gamma(2L-z)]$ . Затем, отразившись от сопротивления  $Z_1$  с коэффициентом отражения  $\Gamma_1$  и фазовым набегом  $\gamma(2L+z)$ , снова распространяется в направлении положительных  $z$  и т.д.

Значение тока в точке  $z$  равно сумме токов всех переотраженных волн, пришедших в эту точку:

$$I(z) = \mathcal{E} (e^{-i\gamma z} + \Gamma_2 e^{-i2\gamma l} e^{i\gamma z} + \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-i2\gamma l} e^{-i\gamma z} + \Gamma_1 \Gamma_2^2 e^{-i4\gamma l} e^{i\gamma z} + \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 e^{-i4\gamma l} e^{-i\gamma z} + \dots) / (W_a + Z_1).$$

Слагаемые в скобках числителя этого выражения могут быть сгруппированы в две бесконечные геометрические прогрессии, суммирование которых приводит к выражению

$$I(z) = \frac{\mathcal{E}}{Z_1 + W_a} \frac{e^{-i\gamma z} + \Gamma_2 e^{-i2\gamma l} e^{i\gamma z}}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-i2\gamma l}}. \quad (1.52)$$

Полагая, что поле волны тока вдоль провода имеет характер TEM волны, для коэффициентов отражения имеем:

$$\Gamma_1 = (W_a - Z_1)/(W_a + Z_1), \quad \Gamma_2 = (W_a - Z_2)/(W_a + Z_2),$$

тогда соотношение (1.52) можно представить в следующем виде:

$$I(z) = \frac{\mathcal{E}}{Z_1 + Z_a} \left( \cos(\gamma z) - i \frac{Z_a}{W_a} \sin(\gamma z) \right) = I_0 \left( \cos(\gamma z) - i \frac{Z_a}{W_a} \sin(\gamma z) \right), \quad (1.53)$$

где  $I_0$  – ток на входе излучателя,  $Z_a$  – входной импеданс излучателя,

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}}{Z_1 + Z_a}, \quad Z_a = W_a \frac{Z_2 + iW_a \operatorname{tg}(\gamma L)}{W_a + iZ_2 \operatorname{tg}(\gamma L)}. \quad (1.54)$$

Таким образом, амплитуда и фаза тока на входе линейного излучателя зависят от соотношения импеданса источника и входного импеданса излучателя, а закон распределения тока вдоль излучателя определяется, в основном, скоростью волны тока и условием на конце излучателя (значением импеданса  $Z_2$ ).

Полученные выражения описывают распределение тока в несимметричных линейных излучателях, возбуждаемых с одного конца. Они позволяют исследовать зависимость характеристик излучения при различных режимах работы, зависящих от условий на концах излучателя, его волнового сопротивления  $\rho_a$  и значения постоянной распространения волны тока  $\gamma$ . Следует иметь в виду, что для линейного излучателя постоянная распространения

всегда является комплексной величиной:  $\gamma = \beta - i\alpha$ , где  $\beta = \omega/v_\phi$  – коэффициент фазы,  $\alpha$  – коэффициент затухания,  $v_\phi$  – фазовая скорость волны тока. Это обусловлено тем, что часть энергии бегущей волны теряется на излучение. Излученная мощность пропорциональна сопротивлению излучения  $R_\Sigma$ , а мощность, переносимая волной тока вдоль провода, пропорциональна его волновому сопротивлению  $W_a$ . Полагая, что характеризующее потери  $R_\Sigma$  равномерно распределено вдоль линейного излучателя, в первом приближении можно считать, что  $\alpha = R_\Sigma/W_a L$ . Обычно  $\alpha \ll \beta$ , поэтому при расчете характеристик направленности можно считать  $\gamma \approx \beta$ .

Для разомкнутого на конце провода (при  $Z_2 \rightarrow \infty$ ,  $\Gamma_2 = -1$ ) имеем

$$Z_a = -iW_a \operatorname{ctg} \gamma L, \quad (1.55)$$

и функция распределения тока вдоль провода определяется выражением

$$I(z) = I_0 \frac{\sin[\gamma(L-z)]}{\sin \gamma L}. \quad (1.56)$$

Обозначив  $I_0 = I_{\max} \sin \gamma L$ , получаем

$$I(z) = I_{\max} \sin[\gamma(L-z)], \quad (1.57)$$

т.е. распределение тока имеет характер стоячей волны. Антенны с таким распределением тока называются антеннами стоячей волны (АСВ).

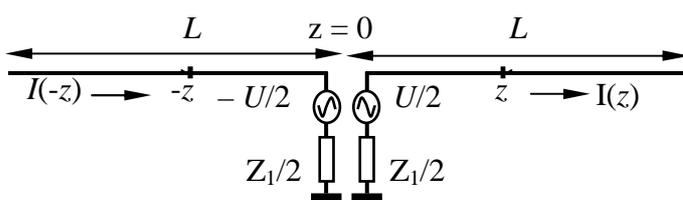


Рис. 1.10. Дипольный излучатель.

Симметричный вариант АСВ (дипольная антенна) показан на рис. 1.10. Он образован добавлением прямолинейного излучателя, ориентированного в направ-

лении отрицательных  $z$ , вдоль которого распределение тока описывается выражением

$$I'(-z) = I_0 \frac{\sin[\gamma(L+z)]}{\sin \gamma L}.$$

Таким образом, для симметричного диполя распределение тока можно представить в виде:

$$I(z) = I_0 \frac{\sin[\gamma(L - |z|)]}{\sin \gamma L}, \quad (1.58)$$

Если отражение от конца провода отсутствует (при  $Z_2 = W_a \Gamma_2 \rightarrow 0$ ), в проводе устанавливается бегущая волна тока  $I(z) = I_0 \exp(-i\beta z)$ , при этом  $Z_a = W_a$ . Такой излучатель называют антенной бегущей волны (АБВ). Для бегущей волны электрического тока поле в дальней зоне определяется выражением:

$$E_\theta(r, \theta, \varphi) = -ikW_0 \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \sin \theta \int_L I_0 e^{i(k \cos \theta - \beta)z'} dz' = -ikW_0 \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} F_\theta(\theta) f_\Sigma(\theta), \quad (1.59)$$

где  $F_\theta(\theta) = \sin \theta$  – ДН элемента линейного излучателя с электрическим током;  $f_\Sigma(\theta)$  – множитель направленности (МН) системы, который можно трактовать как ДН системы изотропных элементарных излучателей непрерывно расположенных вдоль линии.

Множитель направленности прямолинейной АБВ не зависит от азимутальной координаты и обладает осевой симметрией:

$$f_\Sigma(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} I_0 e^{i(k \cos \theta - \beta)z'} dz'.$$

После интегрирования имеем:

$$f_\Sigma(\theta) = I_0 \frac{\sin \left[ \frac{L}{2} (k \cos \theta - \beta) \right]}{\frac{L}{2} (k \cos \theta - \beta)}. \quad (1.60)$$

Эта функция достигает максимума, когда ее аргумент обращается в ноль, поэтому можем обозначить  $\beta = k\xi = k \cos \theta_0$ , где  $\xi = \beta/k = c/v_\phi$  имеет смысл коэффициента замедления. Угол  $\theta_0$  соответствует направлению максимума ДН. Введем новую переменную  $\vartheta = k \cos \theta$ , которая имеет смысл пространственной частоты, определяющей пространственную периодичность поля в заданном направлении ( $-\infty < \vartheta < \infty$ ). В этом случае  $k \cos \theta_0 = \vartheta_0$  и нормированный МН определяется функцией

$$F_{\Sigma}(\vartheta) = \frac{\sin\left[\frac{L}{2}(\vartheta - \vartheta_0)\right]}{\frac{L}{2}(\vartheta - \vartheta_0)} = \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\cos\theta - \cos\theta_0)\right]}{\frac{kL}{2}(\cos\theta - \cos\theta_0)}, \quad (1.61)$$

Вид этой функции представлен на рис. 1.11. Там же в полярных координатах показаны соответствующие МН линейного излучателя для различных значений фазовой скорости волны тока.

МН линейного излучателя является вещественной функцией. При этом поверхность равных фаз поля в дальней зоне имеет вид сферы с центром в середине линейного излучателя. Следовательно, независимо от значения  $\xi$  фазовый центр линейного излучателя совпадает с его геометрическим центром. При  $\vartheta_0 = 0$ , что соответствует синфазному распределению тока ( $v_{\phi} \rightarrow \infty$ ),  $\cos\theta_0 = 0$  и максимум излучения направлен по нормали к оси излучателя. Такая ситуация называется поперечный режим излучения.

При  $0 < \vartheta_0 < k(1 - \lambda/L)$  максимум излучения направлен под углом к оси

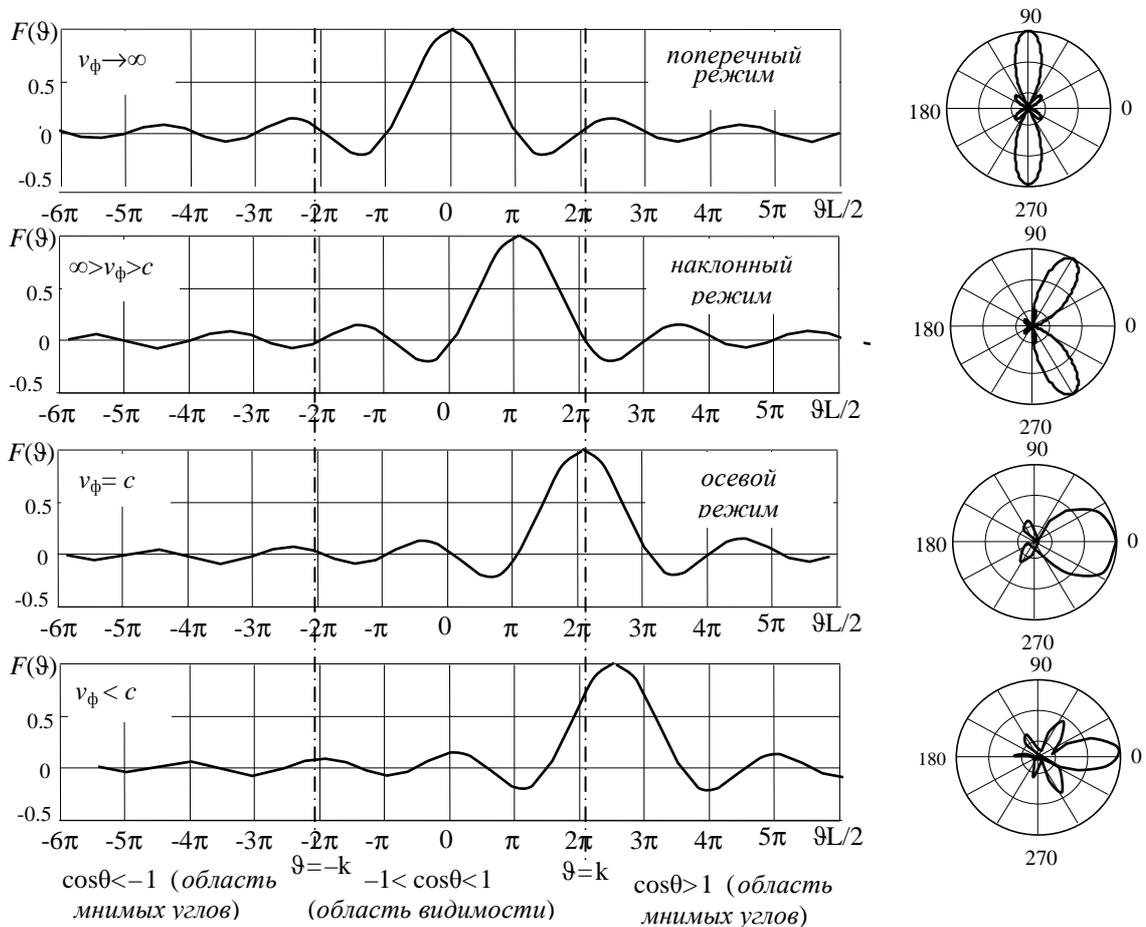


Рис. 1.11. К анализу множителя направленности линейного излучателя.

излучателя – наклонный режим излучения. Если  $\vartheta_0 = \pm k$ , то максимум МН направлен вдоль оси излучателя ( $\cos\theta_0 = 1$ ), что соответствует осевому режиму излучения. При этом, как видно из рис. 1.11, часть энергии находится в областях, где  $\vartheta > k$  или  $\vartheta < -k$ . Это соответствует тому, что  $|\cos\theta| > 1$ , т.е. угол  $\theta$  должен быть мнимым. Области пространственных частот для этих углов называются областями мнимых углов (на рисунке границы этих областей отмечены пунктирными линиями). Область  $|\vartheta| < k$ , когда  $|\cos\theta| < 1$ , называется областью видимости или областью видимых углов. Энергия, “излученная” в область мнимых углов, отсутствует в дальней зоне и не возвращается в генератор, а находится в ближней зоне излучателя, т.е. образует некоторый запас энергии, определяющий так называемую радиационную добротность антенны  $Q_\Sigma$ .

$$Q_\Sigma = \frac{\int_{-\infty}^{-k} |F(\vartheta)|^2 d\vartheta + \int_k^{\infty} |F(\vartheta)|^2 d\vartheta}{\int_{-k}^k |F(\vartheta)|^2 d\vartheta}. \quad (1.62)$$

В режиме поперечного или наклонного излучения  $Q_\Sigma$  уменьшается при увеличении длины излучателя. В режиме осевого излучения  $Q_\Sigma > 2$ .

Анализ выражения (1.61) показывает, что в тех случаях, когда главный лепесток находится в область видимости ( $0 < \xi < (1 - \lambda/L)$ ), его ширина по уровню половинной мощности и по нулям определяется соотношениями

$$\Delta\theta_{0.5} = \frac{51^\circ}{\sin\theta_0} \left(\frac{\lambda}{L}\right) [\text{град}] = \frac{0,886}{\sin\theta_0} \left(\frac{\lambda}{L}\right) [\text{рад}], \quad \Delta\theta_0 = \frac{114^\circ}{\sin\theta_0} \left(\frac{\lambda}{L}\right) [\text{град}] = \frac{2}{\sin\theta_0} \left(\frac{\lambda}{L}\right) [\text{рад}]. \quad (1.63)$$

Боковые лепестки симметричны и их уровень монотонно убывает по мере удаления от главного лепестка. Ширина боковых лепестков по нулям в два раза меньше чем  $\Delta\theta_0$ . Уровни боковых лепестков (УБЛ) по напряженности поля составляют  $F_n(\vartheta) \approx [\pi(n+0.5)]^{-1}$ , где  $n=1,2,3,\dots$  – номер лепестка. Уровень 1-го лепестка по напряженности поля равен 0,21 или –13,2 дБ. Направление максимума  $n$ -го лепестка  $\theta_n$  определяется из соотношения

$$\cos\theta_n = \cos\theta_0 + (2n+1)\lambda/2L.$$

Для осевого режима ( $\xi=1$ ) главный лепесток МН шире и

$$\Delta\theta_{0,5} = 108^\circ \sqrt{\lambda/L} [\text{град}] = 1,88\sqrt{\lambda/L} [\text{рад}]. \quad (1.64)$$

Небольшое дополнительное замедление фазовой скорости приводит к тому, что максимум МН “уходит” в область мнимых углов и главный лепесток существенно сужается, т.е. увеличивается направленность антенны. Однако при этом повышается относительный уровень боковых лепестков, что приводит к снижению КНД. Оптимум достигается при смещении максимума главного лепестка в область мнимых углов на  $1/4$  от его ширины по нулям. При этом для  $L \gg \lambda$  ширина главного лепестка на уровне половинной мощности составит

$$\Delta\theta_{0,5}^{\text{опт}} \approx 61^\circ \sqrt{\lambda/L} [\text{град}] = 1,06\sqrt{\lambda/L} [\text{рад}], \quad (1.65)$$

а уровень 1-го лепестка увеличится до 0,33 или  $-9,54$  дБ.

Для исследования зависимости КНД линейного излучателя с бегущей волной тока от коэффициента замедления представим  $f_\Sigma(\theta)$  в виде

$$f_\Sigma(\theta) = |\sin\psi|/|\psi|, \text{ где } \psi = 0,5kL(\cos\theta - \xi).$$

Тогда

$$D = \frac{f_\Sigma^2(\theta_0)}{\frac{1}{kL} \int_{\psi_2}^{\psi_1} \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} d\psi},$$

где пределы интегрирования  $\psi_1 = 0,5kL(1-\xi)$  и  $\psi_2 = -0,5kL(1+\xi)$  совпадают с границами области видимости. Интеграл берется по частям, в результате имеем:

$$D = \frac{kLf_\Sigma^2(\theta_0)}{\left[ \frac{\sin^2 \psi_2}{\psi_2} - \frac{\sin^2 \psi_1}{\psi_1} + \text{Si}(2\psi_1) - \text{Si}(2\psi_2) \right]},$$

где  $\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$ . Зависимость КНД от коэффициента замедления для из-

лучателей длиной  $L_1$  и  $L_2$  ( $L_2 > L_1$ ) показана на рис. 1.12. Для излучателей

большой длины ( $L \gg \lambda$ ) КНД в режиме наклонного и поперечного излучения составляет

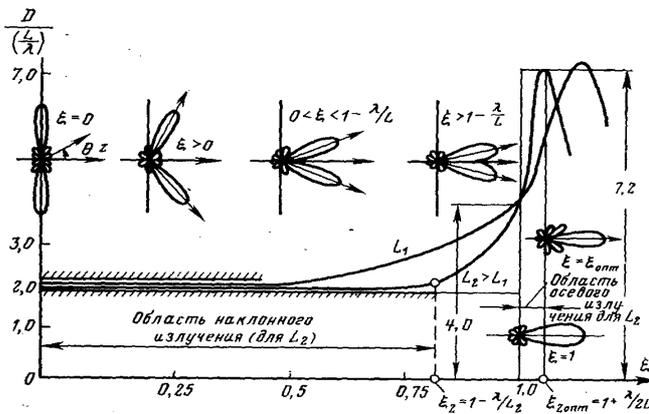


Рис. 1.12. Зависимость КНД и формы МН от коэффициента замедления.

$$D_0 \approx 2 \frac{L}{\lambda}, \quad (1.66)$$

в режиме осевого излучения

$$D_0 \approx 4 \frac{L}{\lambda}, \quad (1.67)$$

а при оптимальном режиме

$$D_0^{\text{опт}} \approx 7,2 \frac{L}{\lambda}. \quad (1.68)$$

Для обеспечения оптимального

режима при заданной длине должно выполняться условие:

$$\xi^{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2L}, \quad (1.69)$$

а при заданном коэффициенте замедления условие:

$$L^{\text{опт}} = \frac{\lambda}{2(\xi - 1)}. \quad (1.70)$$

Таким образом, увеличение волновых размеров системы является основным способом повышения ее направленности. В случае осевого излучения при заданных размерах АБВ для формирования оптимального режима (в смысле достижения максимального значения КНД) в ней необходимо обеспечить некоторое замедление или при заданном замедлении выбрать оптимальные размеры.

Влияние амплитудного распределения на форму МН рассмотрим на примере синфазного излучателя ( $\xi=0$ ) [2] с амплитудным распределением, определяемым функцией

$$I(z) = 1 + \Delta \cos 2\pi \frac{z}{L}; \quad |z| \leq \frac{L}{2}, \quad (1.71)$$

где параметр  $\Delta$  определяет относительное изменение амплитуды тока на краю антенны  $(1-\Delta)$  по отношению к току в середине  $(1+\Delta)$ . Используя формулу Эйлера, представим это выражение в следующем виде:

$$I(z) = 1 + \frac{\Delta}{2} e^{-i\xi kz} + \frac{\Delta}{2} e^{i\xi kz}, \quad \text{где } \xi = \frac{\lambda}{L}.$$

Соответствующий этому распределению МН имеет вид суммы

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=-1}^1 a_n \frac{\sin(\psi_0 - n\pi)}{\psi_0 - n\pi},$$

где  $\psi_0 = \frac{kL}{2} \cos \theta$ ,  $a_0=1$ ,  $a_1=a_{-1}=\Delta/2$ .

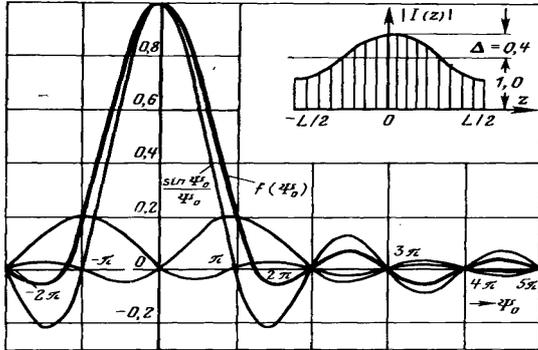


Рис. 1.13. Форма МН при спадающем к краям амплитудном распределении.

На рис. 1.13 показан вид МН при спадающем к краям амплитудном распределении при  $\Delta=0,4$ . Из рисунка видно,

что добавление к основному МН  $\sin \psi_0 / \psi_0$  двух поправочных множителей с амплитудами  $\Delta/2$ , сдвинутых на  $\pm\pi$ , приводит к заметному снижению УБЛ и незначительному расширению главного лепестка. Уровень наибольшего бокового лепестка можно определить приближенно по формуле

$$\text{УБЛ} \approx - [13 + 13\Delta + 22\Delta^2], \text{ дБ.}$$

При этом ширина главного лепестка приближенно равна

$$\Delta\theta_{0,5} \approx 51^\circ \frac{\lambda}{L} (1 + 0,636\Delta^2).$$

Итак, переход к спадающему амплитудному распределению ведет к падению КНД антенны и за снижение уровня боковых лепестков приходится расплачиваться не только расширением луча, но и определенной потерей КНД:

$$D = D_0 / \left( 1 + \frac{\Delta^2}{2} \right), \quad (1.72)$$

где  $D_0=2L/\lambda$  – КНД идеального синфазного излучателя большой длины с равномерным амплитудным распределением.

Интересно отметить, что формулы для оценки  $\Delta\theta_{0,5}$ , УБЛ и КНД остаются верными и при отрицательных  $\Delta$ , т. е. при амплитудных распределе-

ниях, возрастающих к краям антенны. В этом случае добавление поправочных функций заменяется их вычитанием. Легко понять, что это приведет к существенному увеличению боковых лепестков и к незначительному сужению главного лепестка. Уменьшение КНД будет происходить теперь вследствие увеличения доли мощности излучения, приходящейся на боковые лепестки.

У некоторых типов антенн амплитудное распределение может быть несимметричным относительно их геометрического центра. Для оценки влияния на ДН асимметрии амплитудного распределения рассмотрим синфазный линейный излучатель с экспоненциальным распределением вида  $I(z)=I_0e^{-\tau z}$ , где  $\tau$  – коэффициент спада амплитудного распределения. Подставив в (1.59), после интегрирования получим

$$f_{\Sigma}(\psi) = \sqrt{\frac{\operatorname{ch}\tau L - \cos 2\psi_0}{0,5(\tau L)^2 + 2\psi_0^2}}.$$

В случае экспоненциального амплитудного распределения ДН синфазной системы остается симметричной относительно нормали к оси ЛНС (рис. 1.14). Характерными особенностями синфазных систем с несимметричным амплитудным распределением являются: расширение главного лепестка, отсутствие точечного фазового центра и отсутствие в ДН нулей. Последние обусловлено различиями в амплитудах возбуждения двух половин ЛНИ и, следовательно, невозможностью полной взаимной компенсации полей на любом направлении. А это приводит к увеличению уровня бокового излучения. Аналогичные особенности имеют ДН синфазных систем с другими несимметричными амплитудными

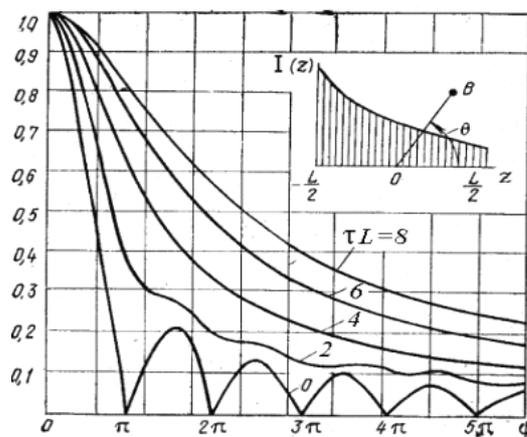


Рис. 1.14. Нормированный МН синфазного линейного излучателя при несимметричном амплитудном распределении.

распределениями.

Таким образом, синфазные системы с постоянным амплитудным распределением возбуждения имеют более высокий КНД по сравнению с КНД линейных систем с другими распределениями. Переход к симметричному спадающему амплитудному распределению ведет в ЛНИ к расширению главного лепестка ДН, снижению КНД и уменьшению уровня боковых лепестков. Асимметрия амплитудного распределения приводит к увеличению уровня бокового излучения, исчезновению нулей в ДН, расширению главного лепестка и отсутствию у системы точечного фазового центра.

Влияние фазового распределения на МН линейного излучателя рассмотрим для случая равномерного амплитудного распределения и фазового распределения, представленного в виде многочлена

$$\Phi(z) = \Phi_1 z + \Phi_2 z^2 + \Phi_3 z^3 + \dots,$$

тогда  $I(z) = I_0 e^{-i\Phi(z)}$ , и МН определяется по формуле

$$f_{\Sigma}(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} \exp[i(kz \cos \theta - \Phi(z))] dz. \quad (1.73)$$

Если  $\Phi(z)=0$ , то  $f_{\Sigma}(\theta) = \sin \psi_0 / \psi_0$ , где  $\psi_0 = 0,5kL \cos \theta$ .

Линейное изменение фазы. Пусть  $\Phi_2 = \Phi_3 = 0$ ,  $\Phi_1 \neq 0$ . Подставив в (1.73), получим

$$f_{\Sigma}(\theta) = \frac{\sin(\psi_0 - \Phi_1)}{\psi_0 - \Phi_1}. \quad (1.74)$$

Таким образом, как видно из (1.74), максимум излучения отклоняется от нормали к оси системы на величину  $\Phi_1 = 0,5kL \cos \theta_0$ . Для длинных систем ( $L \ll \lambda$ ) максимум отклоняется на угол  $\delta \theta \cong \Phi_1 \Delta \theta_{0,5} / 2,78$ ,

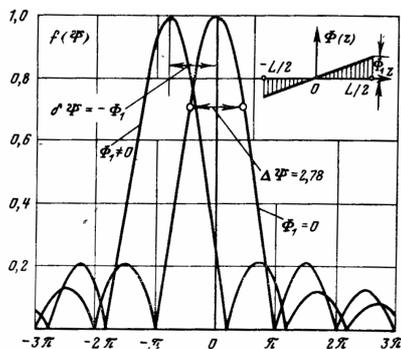


Рис. 1.15. Влияние линейных фазовых искажений на МН.

где  $\Delta \theta_{0,5}$  – ширина главного лепестка у излучателя, не имеющего фазовых искажений. Влияние линейных изменений фазы на МН показано на рис. 1.15. Так как связь между  $\psi$  и  $\theta$

не является линейной, это приводит при сканировании к расширению главного лепестка и его асимметрии относительно направления максимума излучения. Искажения растут при увеличении угла сканирования.

В технике антенн отклонение главного лепестка ДН от нормали за счет изменения линейного фазового распределения используется для сканирования, т.е. обзора пространства посредством перемещения ДН. Антенна при этом остается неподвижной. Сектор сканирования вследствие расширения главного лепестка обычно не превышает  $\pm(90^\circ - 4\Delta\theta_{0,5})$ .

Квадратичные изменения фазы. Пусть  $\Phi_1 = \Phi_3 = 0$ ,  $\Phi_2 \neq 0$ . В этом случае

$$f_{\Sigma}(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} \exp[i(kz \cos \theta - \Phi_2 z^2)] dz. \quad (1.75)$$

Вычисление этого интеграла приводит к громоздким формулам [4], содержащим интегралы Френеля

$$C(x) = \int_0^x \cos(0.5\pi t^2) dt, \quad S(x) = \int_0^x \sin(0.5\pi t^2) dt.$$

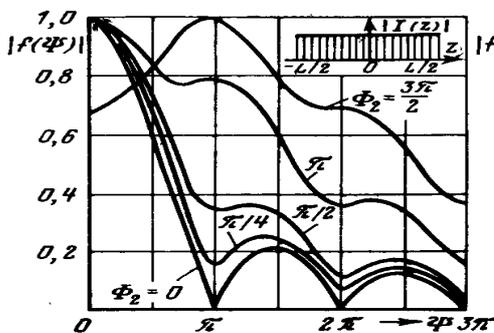


Рис. 1.16. Влияние квадратичных фазовых искажений на МН.

Результаты вычислений приведены на рис.1.16. Квадратичные фазовые изменения не вызывают смещение главного лепестка однако приводят к снижению КНД вследствие расширения главного лепестка (вплоть до его раздвоения при  $|\Phi_2| > \pi$ ), увеличения уровня боковых лепестков и “заплывания” нулей МН. Если  $|\Phi_2| < \pi/4$ , то МН излучателя мало отличается от случая синфазного распределения.

Следует отметить, что при  $\Phi_2 = kL^2(1 - \cos^2 \theta)/8r$ , где  $r$  – расстояние от центра антенны до точки наблюдения формула (1.75) совпадает с угловым распределением поля в зоне Френеля (при  $r < 2L/\lambda$ ). Это означает, что на заданном расстоянии  $r = \pi L^2/4\Phi_2\lambda$  антенна с квадратичными фазовыми иска-

жениями  $4\Phi_2 z^2/L^2$  будет иметь такую же форму ДН, как и синфазная линейная антенна в дальней зоне. Такой прием используется при измерениях характеристик направленности больших антенн на уменьшенных расстояниях.

Кубичные изменения фазы. Пусть  $\Phi_1=\Phi_2=0$ ,  $\Phi_3 \neq 0$ . В этом случае

$$f_{\Sigma}(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} \exp[i(kz \cos \theta - \Phi_3 z^3)] dz.$$

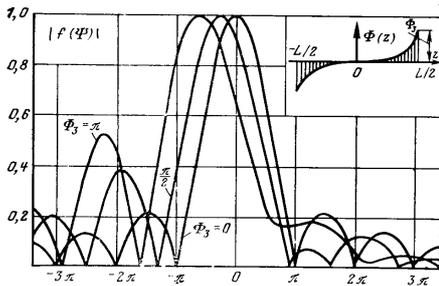


Рис. 1.17. Влияние кубических фазовых искажений на МН.

Вычислить аналитически такой интеграл в общем случае затруднительно, поэтому используют численные методы или ограничиваются случаем малых кубических искажений [3], полагая  $e^{-i\Phi_3 z^3} \approx 1 - i\Phi_3 z^3$ . Результаты расчетов приведены на рис. 1.17. Искажение формы диаграммы направленности заключа-

ется в том, что главный лепесток смещается, расширяется и становится несимметричным, уровень боковых лепестков по одну сторону главного лепестка увеличивается, а по другую уменьшается, причем возрастание наблюдается с той стороны, в которую смещается главный максимум. При небольших значениях  $\Phi_3$  величина смещения максимума оценивается формулой  $\delta\theta \cong \Phi_3 \Delta\theta_{0,5}/1,48\pi$ .

#### Дискретный линейный излучатель

В линейном излучателе положение максимума и форма ДН определяется амплитудно-фазовым распределением (АФР), возможность изменения которого в непрерывном излучателе ограничена. Для получения высокой направленности и возможности управления ДН более целесообразно вместо ЛНИ применение линейных дискретных систем, которые принято называть антенными решетками (АР). Линейные антенные решетки обычно представляют собой систему идентичных излучателей, расположенных вдоль некоторой линии по определенному закону [6].

Согласно принципу суперпозиции ДН прямолинейной АР, ориентиро-

ванной вдоль оси  $z$  описывается выражением

$$f(\theta) = f_n(\theta) \sum_{n=1}^N I_n e^{i\phi_n} e^{ikz_n \cos\theta},$$

где  $f_n(\theta)$  – амплитудная ДН  $n$ -го элемента дискретного излучателя;  $I_n e^{i\phi_n}$  – комплексная амплитуда тока на входе  $n$ -го элемента;  $\theta$  – угол, отсчитываемый от положительного направления оси  $z$ ;  $z_n$  – координаты элементов;  $z_n \cos\theta$  – разность хода лучей, проведенных из геометрического центра системы и из центра отдельного элемента в точку наблюдения (см. рис. 1.18). Множитель направленности такой системы определяется суммой

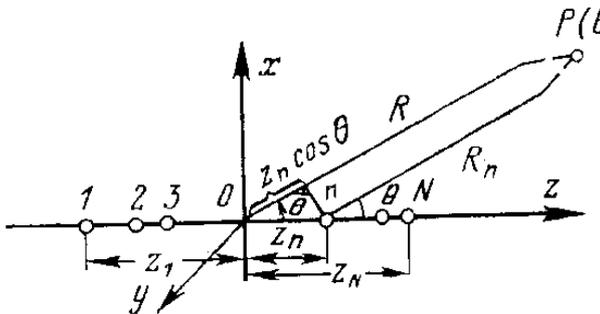


Рис. 1.18. К расчету множителя направленности АР

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=1}^N I_n e^{i\phi_n} e^{ikz_n \cos\theta}. \quad (1.76)$$

Рассмотрим эквидистантную решётку, в которой излучатели располагаются с постоянным шагом  $d$  в точках  $z_n = (n-1)d$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$  – номер излучателя. Эти точки называются узлами решётки. Пусть элементы возбуждаются токами равной амплитуды с линейно нарастающим вдоль решётки фазовым сдвигом  $\phi_n = (n-1)\Delta\Phi$ , тогда

$$I_n = I_0 e^{i(n-1)\Delta\Phi}, \quad (1.77)$$

где  $\Delta\Phi = kdc \cos\theta_0$  – разность фаз между двумя соседними излучателями;  $\cos\theta_0$  – направление максимума ДН.

Случай  $\Delta\Phi = 0$  соответствует синфазному возбуждению.

Подставив (1.77) в (1.76), для нормированного множителя направленности решётки получим выражение

$$f_{\Sigma}(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{kNd}{2}(\cos\theta - \cos\theta_0)\right]}{N \sin\left[\frac{kd}{2}(\cos\theta - \cos\theta_0)\right]} = \frac{\sin N\Psi}{N \sin\Psi}, \quad \Psi = \frac{kd}{2}(\cos\theta - \cos\theta_0), \quad (1.78)$$

где  $Nd = L$  называется эквивалентной длиной решётки.

Если длину решётки зафиксировать, то при  $N \rightarrow \infty$  (или при  $kd \rightarrow 0$ ) можно совершить предельный переход к ЛНИ и выражение (1.78) совпадет с (1.61). Таким образом, функции МН в этих двух случаях будут близки. Последнее означает, что характеристики излучения дискретной и непрерывной систем также будут близки и для расчета ДН линейной АР можно пользоваться ранее записанными формулами для ЛНИ.

Однако для дискретных систем функция  $f_{\Sigma}(\theta)$  имеет свои особенности, а именно: знаменатель выражения (1.78) является периодической функцией и при значениях  $\Psi = m\pi$ , ( $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ ) имеет максимумы (см. рис. 1.19), которые называются дифракционными или вторичными главными максимумами.

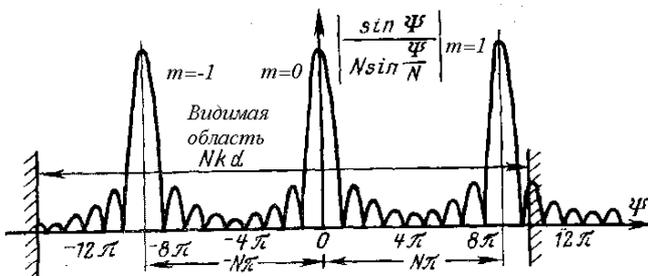


Рис. 1.19. Множитель направленности АР.

Направление основного главного максимума остается прежним и находится из условия  $\Psi_0 = 0$ . Наличие вторичных максимумов приводит к уменьшению

КНД и ухудшению помехозащищенности системы. Поэтому их стараются устранить, используя следующие основные способы [6]: ограничение шага решётки; применение направленных элементов; неэквидистантное расположение излучателей.

Если шаг решётки ограничить неравенством

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{1+\xi} \frac{N-1}{N}, \quad 0 \leq \xi \leq 1, \quad (1.79)$$

где  $\xi = \Delta\Phi/kd$ , то дифракционные максимумы полностью уйдут в область мнимых углов. Как следует из (1.79), в режиме поперечного излучения ( $\xi=0$ ) элементы должны быть расположены на расстоянии  $d < \lambda$ , а в режиме осевого излучения ( $\xi=1$ ) на расстоянии  $d < \lambda/2$ . Если в требованиях на проектирование есть ограничения на боковые лепестки, которые при удалении от главного должны быть убывающими по амплитуде, то вместо (1.76) необходимо

использовать более жёсткое условие

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2(1+\xi)} \frac{N-1}{N}. \quad (1.80)$$

Таким образом, при выполнении условий (1.79),(1.80) ДН непрерывной и дискретной систем могут отличаться лишь уровнем дальних боковых лепестков. КНД линейной АР с ограниченным шагом рассчитывается по формулам для КНД линейного непрерывного излучателя, в которых  $L=Nd$ . В случае осевого излучения возможен также оптимальный режим, параметры которого определяются выражениями (1.69) и (1.70).

Идея применения направленных элементов основывается на использовании теоремы о перемножении диаграмм направленности, из которой следует, что если ДН одного элемента  $f_{эл}(\theta)$  имеет минимум в направлении вторичных максимумов МН системы  $f_{\Sigma}(\theta)$ , то уровень вторичных максимумов в ДН решётки  $F(\theta)=f_{эл}(\theta) f_{\Sigma}(\theta)$  будет уменьшен (рис. 1.20). Однако такой способ при сканировании ДН приводит к снижению уровня основного главного максимума, возрастанию ближайших к основному вторичных максимумов и асимметрии в уровнях лепестков.

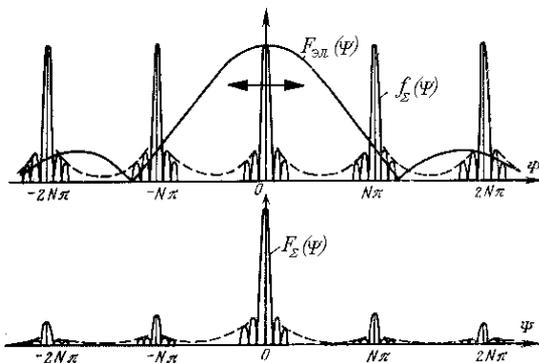


Рис. 1.20. Подавление вторичных максимумов при использовании направленных элементов.

Третий способ основан на том, что в АР направления главных максимумов в видимой области определяются из условия

$$\theta_m = \arccos\left(\xi + m \frac{\lambda}{d}\right), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Видно, что положение главного максимума ( $m=0$ ) не зависит от шага решётки и определяется только значением  $\xi = \frac{\Delta\Phi_n}{kd_n}$ , где  $\Delta\Phi_n$  – разность фаз между двумя соседними элементами. Если расстояние между элементами  $d_n$

сделать не одинаковым и одновременно изменять  $\Delta\Phi_n$  так, чтобы  $\xi$  осталось неизменным, то положение основного главного максимума сохранится, а положения дифракционных максимумов у разных пар элементов будут различными из-за разных  $d_n$ . В конечном итоге при перемножении ДН это приведет к уменьшению уровней дифракционных максимумов. Подобная идея реализуется в неэквидистантных антенных решётках, имеющих широкое пространство.

### 1.5. Элементы общей теории апертурных антенн

Линейные излучающие системы формируют остронаправленное излучение и обеспечивают возможность сканирования ДН только в плоскости, проходящей через ось системы. Для сужения ДН в другой плоскости необходимо увеличить и другой размер излучающей системы, т.е. перейти к двумерным (поверхностным) излучающим системам или раскрывам. Большинство антенных устройств СВЧ диапазона (волноводные, рупорные, линзовые, зеркальные) излучают из раскрывов (апертур) плоской формы. Для получения высокой направленности размеры раскрыва обычно выбирают значительно больше длины волны (поперечник  $L \gg \lambda$ , площадь  $S \gg \lambda^2$ ). Их наиболее распространенные формы – прямоугольная и круглая. Распределение источников в раскрыве может быть как непрерывным, так и дискретным [7].

Пусть на прямоугольной площадке, расположенной в плоскости  $xOy$  задано непрерывное распределение поверхностных токов  $\mathbf{J}^{e,m}(x', y')$ . В дальней зоне

$$\mathbf{A}^{e,m} = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \int_S \mathbf{J}^{e,m}(x', y') e^{iux' + ivy'} dx' dy',$$

где  $u = k\sin\theta\cos\varphi$ ,  $v = k\sin\theta\sin\varphi$ ,  $S = a \cdot b$  – площадь раскрыва. Тогда

$$E_\theta = -ik[W_0(A_x^e \cos\theta \sin\varphi + A_y^e \cos\theta \sin\varphi) - A_x^m \sin\varphi + A_y^m \cos\varphi]$$

$$E_\varphi = -ik[A_x^m \cos\theta \sin\varphi + A_y^m \cos\theta \sin\varphi - W_0(A_x^e \sin\varphi - A_y^e \cos\varphi)]$$

Если источником излучения является поверхность с заданным на ней распре-

делением электромагнитного поля, например, раскрыв рупорной антенны, то согласно принципу эквивалентных токов  $\mathbf{J}^e = [\mathbf{Hn}]$ ,  $\mathbf{J}^m = -[\mathbf{En}]$ . В этом случае  $J_x^m = E_y^a$ ,  $J_y^e = -H_x^a = -E_y^a / W_\Phi$ , (здесь  $W_\Phi = E_y^a / H_x^a$  – сопротивление фронта волны, возбуждающей раскрыв) и выражения для полей имеют вид:

$$E_\theta = ik \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \sin \varphi \left( \frac{W_0}{W_\Phi} \cos \theta + 1 \right) \int_S E_y^a(x', y') e^{iux' + ivy'} dx' dy', \quad (1.81)$$

$$E_\varphi = ik \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \cos \varphi \left( \frac{W_0}{W_\Phi} + \cos \theta \right) \int_S E_y^a(x', y') e^{iux' + ivy'} dx' dy'.$$

Таким образом, излученное поле является суперпозицией сферических волн, возбуждаемых элементарными площадками (элементами Гюйгенса), имеет, в общем случае, эллиптическую поляризацию и диаграмма направленности излучателя может быть представлена в виде произведения множителя элемента

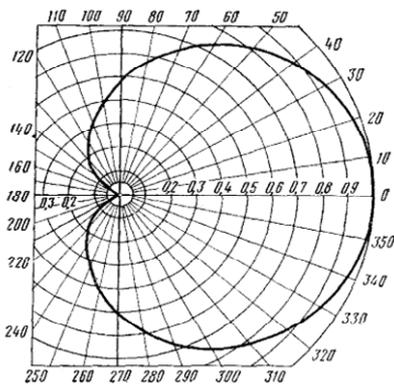


Рис. 1.21. ДН элементарного источника Гюйгенса.

на множитель системы:

$$f(\theta, \varphi) = f_{\text{эл}}(\theta, \varphi) f_{\Sigma}(\theta, \varphi),$$

где  $f_{\text{эл}}(\theta) = \frac{W_0}{W_\Phi} \cos \theta + 1$  при  $\varphi = 0$ ,

и  $f_{\text{эл}}(\theta) = \cos \theta + \frac{W_0}{W_\Phi}$  при  $\varphi = 90^\circ$ .

При  $W_\Phi \cong W_0$  ДН элемента излучающей поверхности имеет форму кардиоиды, вид которой

представлен на рис. 1.21.

Если  $E_y^a(x', y') = E_{1y}^a(x') E_{2y}^a(y')$ , то множитель системы равен

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \int_S E_y^a(x', y') e^{iux' + ivy'} dx' dy' = \int_S E_{1y}^a(x') e^{iux'} dx' \int_S E_{2y}^a(y') e^{ivy'} dy',$$

и при равномерном синфазном распределении поля в прямоугольном раскрыве размером  $a \times b$  имеем:

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)}{\frac{ka}{2} \sin \theta \cos \varphi} \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta \sin \varphi\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta \sin \varphi}. \quad (1.82)$$

Для дискретной системы из  $N$  идентичных изотропных излучателей,

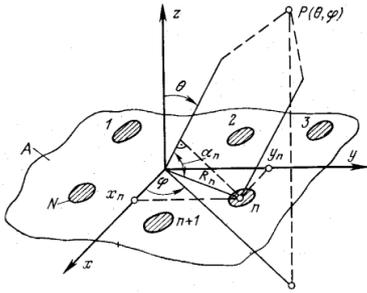


Рис. 1.22. К расчету МН дискретного раскрыва.

расположенных в точках  $x_n, y_n$  плоского раскрыва (рис. 1.22), МН имеет вид

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N I_n e^{i\phi_n} e^{ikr_n \cos\alpha_n} \sum_{m=1}^M I_m e^{i\phi_m} e^{ikr_m \cos\alpha_m}, \quad (1.83)$$

где  $r_n \cos\alpha_n = \sin\theta(x_n \cos\varphi + y_n \sin\varphi)$  – разность хода между лучами, выходящими из центра общей сферической системы координат и из центров из-

лучающих элементов в точку наблюдения;  $N$  – число элементов вдоль оси  $x$ ;  $M$  – число элементов вдоль оси  $y$ .

Если элементы в раскрыве расположены друг от друга на расстояниях, удовлетворяющих условиям (1.79) или (1.80),

$$f_{\Sigma}(\psi_x, \psi_y) = \frac{\sin(N\psi_x)}{N\sin\psi_x} \frac{\sin(M\psi_y)}{M\sin\psi_y}, \quad (1.84)$$

где  $\psi_x = \frac{1}{2}kd_x(\sin\theta\cos\varphi - \xi_x)$ ,  $\psi_y = \frac{1}{2}kd_y(\sin\theta\cos\varphi - \xi_y)$ ;

$\xi_x = \sin\theta_0\cos\varphi_0$ ,  $\xi_y = \sin\theta_0\sin\varphi_0$ ;  $\theta_0$  и  $\varphi_0$  – направления максимума ДН.

В качестве примера на рис. 1.23 приведен рельеф МН прямоугольного раскрыва. Обычно его рассматривают в двух главных плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ , где он совпадает с МН соответствующих ЛНИ. Поэтому все полученные для них результаты можно перенести на апертурные излучатели с учетом соответствия АФР. Некоторое отличие будет в КНД. Например, для синфазного раскрыва с постоянной амплитудой имеем

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} S = \pi \left( \frac{2a}{\lambda} \right) \left( \frac{2b}{\lambda} \right) = \pi D_x D_y, \quad (1.85)$$

где  $D_x$  и  $D_y$  – КНД эквивалентных ЛНИ с размерами  $a \gg \lambda$  и  $b \gg \lambda$ ; число  $\pi$  можно

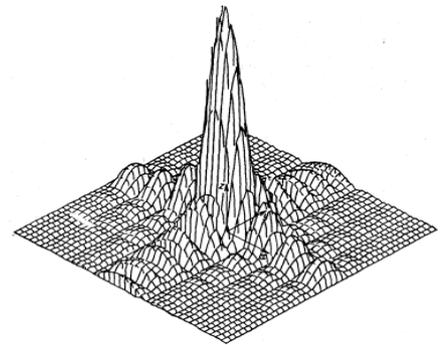


Рис. 1.23. Рельеф множителя направленности прямоугольного синфазного раскрыва.

рассматривать как эквивалентный КНД элемента раскрыва, близкий по значению к КНД элемента Гюйгенса, который равен 3,0. Положением максимума ДН в пространстве можно управлять, создавая линейно изменяющееся фазовое распределение возбуждения [8].

Для получения узких ДН широко используются антенны с круглым синфазным раскрывом [9] радиуса  $a \gg \lambda$  и амплитудным распределением поля в раскрыве  $I(\rho')$ , близким к осесимметричному. К ним относятся параболические зеркальные антенны, линзовые, конические рупорные антенны.

Рассмотрим множитель системы такого раскрыва. Введя на раскрыве полярную систему координат  $(\rho', \varphi')$  и учитывая, что  $dS = \rho' d\rho' d\varphi'$ , можем записать

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \left| \int_0^{2\pi} \int_0^a I(\rho') e^{ik\rho' \sin\theta \cos(\varphi - \varphi')} \rho' d\rho' d\varphi' \right|. \quad (1.86)$$

Поскольку в синфазном случае МН системы не зависит от  $\varphi$ , то положим  $\varphi = 0$ . Обозначив  $u = k a \sin\theta$ ,  $\rho_1 = \rho'/a$ ,  $I(\rho_1) = I(\rho')/I_{\max}$ , перепишем

$$f_{\Sigma}(\theta) = a^2 \left| \int_0^1 I(\rho_1) \rho_1 d\rho_1 \int_0^{2\pi} e^{iu\rho_1 \cos\varphi'} d\varphi' \right|. \quad (1.87)$$

Используя интегральное представление функции Бесселя

$$J_0(u\rho_1) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{iu\rho_1 \cos\varphi'} d\varphi',$$

для МН круглого раскрыва получим

$$f_{\Sigma}(\theta) = 2\pi a^2 \left| \int_0^1 I(\rho_1) J_0(u\rho_1) \rho_1 d\rho_1 \right|. \quad (1.88)$$

Для остронаправленных антенн с большими раскрывами в пределах ширины ДН можно считать, что  $u \ll 1$  и  $J_0(u\rho_1) \approx 1$ .

Как уже отмечалось, для снижения уровня боковых лепестков используются спадающие к краям амплитудные распределения. Если функция

$I(\rho_1)$  может быть аппроксимирована полиномом вида

$$I(\rho_1) = (1 - \delta) + \delta(1 - \rho_1^2)^n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (1.89)$$

где  $(1 - \delta)$  – уровень поля на краю апертуры относительно нормированного максимального значения в центре, равного единице, то интеграл (1.88) вычисляется и равен

$$f_{\Sigma}(\theta) = 2\pi a^2 \left[ (1 - \delta)\Lambda_1(u) + \delta \frac{\Lambda_{n+1}(u)}{n+1} \right]. \quad (1.90)$$

где  $\Lambda_n(u) = \frac{n! J_n(u)}{(u/2)^n}$  – специальная функция, называется лямбда-функция  $n$ -го порядка.

### Вопросы для самоконтроля

1. В чем суть принципа суперпозиции?
2. Какое значение магнитного тока эквивалентно электрическому току силой 1А ?
3. Какими величинами определяются поляризационные свойства волны?
4. Что понимается под волновым сопротивлением среды?
5. Поясните физический смысл понятия "область мнимых углов" при излучении волн.
6. Какие величины характеризуют форму диаграммы направленности излучателя?
7. Чем отличаются множители направленности непрерывного и дискретного излучателей?
8. Как влияют квадратичные фазовые искажения на форму диаграммы направленности?
9. От чего зависит уровень боковых лепестков антенны?

## **2. ЭЛЕМЕНТЫ И УЗЛЫ ФИДЕРНОГО ТРАКТА**

Фидерный тракт любой радиотехнической системы состоит из большого числа различных устройств. К их числу относятся отрезки линий передачи, разъемы, изгибы и скрутки, согласующие устройства, фазовращатели, фильтры, делители мощности, невзаимные устройства с использованием ферритов, коммутирующие устройства и т.п. Общим для этих и им подобных устройств является то, что они принадлежат к классу устройств с распределенными параметрами. Геометрические размеры этих устройств сравнимы с длиной волны электромагнитных колебаний. Это определяет всю специфику расчета и проектирования устройств СВЧ, так как процессы, происходящие в них, имеют волновой характер.

### **2.1. Основы общей теории распространения радиоволн в линиях передачи**

Линией передачи (фидером) называют устройство, ограничивающее область распространения электромагнитных колебаний и направляющее поток электромагнитной энергии в заданном направлении. Фидеры являются важной частью радиоканала и служат для соединения антенны с приемником или передатчиком [2]. Линия передачи называется регулярной, если в продольном направлении неизменны поперечное сечение и электромагнитные свойства заполняющих ее сред. Различают открытые линии передачи и закрытые линии (волноводы). В открытых линиях передачи (многопроводные и полосковые линии, линии с поверхностной волной и др.) поперечное сечение не имеет замкнутого проводящего контура, охватывающего область распространения электромагнитной энергии. Напротив, в волноводах обязательно имеется одна или несколько проводящих поверхностей, полностью охватывающих область распространения электромагнитных колебаний. Некоторые варианты конструктивного исполнения линий передачи (направляющих систем) приведены на рис. 2.1. Будем считать эти системы продольно однородными (их свойства сохраняются в одном прямолинейном направлении, например, вдоль оси  $z$ ).

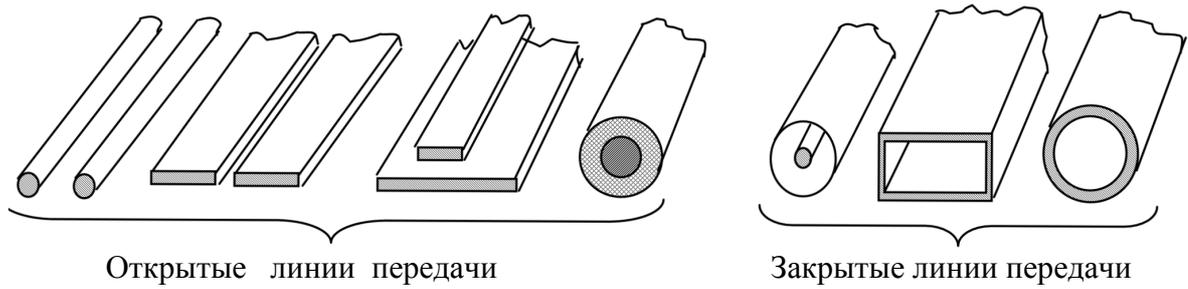


Рис. 2.1. Варианты направляющих систем.

Свободные плоские гармонические волны, способные распространяться в направляющей системе, определяются из однородных уравнений Гельмгольца:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0. \quad (2.1)$$

В отличие от плоской волны в неограниченном пространстве, в направляющих системах могут существовать неоднородные плоские волны, имеющие продольную составляющую поля  $E_z$  или  $H_z$ . Чтобы определить связь между продольными и поперечными составляющими поля будем искать решение в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp(x, y) \exp(\pm i\gamma z), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_\perp(x, y) \exp(\pm i\gamma z).$$

Здесь  $\gamma$  – продольное волновое число, определяющее скорость распространения волны вдоль  $z$ . Подставив эти величины в уравнения Гельмгольца, для поперечных компонент поля имеем

$$\nabla_\perp^2 \mathbf{E}_\perp + (k^2 - \gamma^2) \mathbf{E}_\perp = 0, \quad \nabla_\perp^2 \mathbf{H}_\perp + (k^2 - \gamma^2) \mathbf{H}_\perp = 0,$$

где  $(k^2 - \gamma^2) = \chi^2$  – поперечное волновое число;  $k^2 = \omega^2 \epsilon_a \mu_a$ ;  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$  – параметры среды, заполняющей линию передачи.

Используя координатную запись однородных уравнений Максвелла относительно комплексных амплитуд  $E$  и  $H$ , имеем систему уравнений:

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{H} = i\omega \epsilon_a \mathbf{E}, \\ \text{rot } \mathbf{E} = -i\omega \mu_a \mathbf{H}, \end{cases} \quad \begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} + i\gamma H_y = i\omega \epsilon_a E_x, & i\gamma E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega \mu_a H_y, \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} + i\gamma E_y = -i\omega \mu_a H_x, & i\gamma H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega \epsilon_a E_y, \end{cases}$$

решая относительно  $E_x$  и  $H_y$ , а затем относительно  $E_y$  и  $H_x$ , получаем со-

отношения, связывающие поперечные и продольные составляющие поля:

$$-\chi^2 \mathbf{E}_\perp = i\gamma \text{grad}_\perp E_z - i\omega \mu_a [\mathbf{z}_0, \text{grad}_\perp H_z], \quad -\chi^2 \mathbf{H}_\perp = i\gamma \text{grad}_\perp H_z - i\omega \mu_a [\mathbf{z}_0, \text{grad}_\perp E_z], \quad (2.2)$$

где  $\text{grad}_\perp = \mathbf{x}_0 \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{y}_0 \frac{\partial}{\partial y}$ . Таким образом, для нахождения структуры поля до-

статочно решить уравнения

$$\nabla^2 E_z + \chi^2 E_z = 0 \quad \text{и} \quad \nabla^2 H_z + \chi^2 H_z = 0. \quad (2.3)$$

В зависимости от структуры поля направляемые волны делятся на:

- электрические – ТМ или Е волны (имеется продольная составляющая электрического поля),
- магнитные – ТЕ или Н волны (имеется продольная составляющая магнитного поля),
- гибридные – НЕ волны (имеются продольные составляющие электрического и магнитного поля).
- поперечные – ТЕМ или Т волны (отсутствуют продольные составляющие поля),

Для неоднородных волн Е или Н типа из  $\chi^2 = (k^2 - \gamma^2)$  следует, что  $\gamma = \sqrt{k^2 - \chi^2}$  является вещественной величиной, если  $\chi \leq k$ . В этом случае  $E \sim e^{-i\gamma z}$ , т.е. амплитуда волны остается постоянной и меняется только фаза. Если  $\chi > k$ , то  $\gamma$  – мнимая величина, следовательно, постоянной остается фаза и по экспоненте убывает амплитуда, т.е. волна не распространяется. При  $\gamma=0$  имеем:  $\chi = k = 2\pi/\lambda_{\text{кр}}$ , где  $\lambda_{\text{кр}} = 2\pi/\chi$  – критическая длина волны, которой соответствует критическая частота  $f_{\text{кр}} = \chi/2\pi \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ . Таким образом, по линиям с волнами типа Е или Н передача энергии возможна только при  $\lambda < \lambda_{\text{кр}}$  ( $f > f_{\text{кр}}$ ).

Длина волны в такой направляющей системе

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{\text{кр}})^2}}, \quad (2.4)$$

фазовая скорость  $V_\phi$  оказывается зависящей от частоты и превышает ско-

рость света

$$V_{\phi} = \frac{\omega}{\gamma} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}, \quad (2.5)$$

однако это не означает, что энергия или сигнал могут распространяться со скоростью выше скорости света в данной среде. Зависимость  $v_{\phi}$  от частоты называется дисперсией. В диспергирующих средах или линиях передачи скорость распространения энергии и сигнала определяется так называемой групповой скоростью  $v_{gp} = d\omega/d\gamma$ . Для волновода

$$V_{gp} = c\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2} \quad \text{и} \quad \sqrt{V_{\phi} V_{gp}} = c.$$

Отношение поперечных составляющих  $E_{\perp}$  и  $H_{\perp}$  имеет размерность Ом и называется характеристическим сопротивлением фидера  $W_{0x}$ . Оно определяется исходя из следующих соображений: используя систему уравнений (2.2), связывающих продольные и поперечные составляющие поля, получаем для E волн ( $H_z=0$ ):

$$-\chi^2 \mathbf{E}_{\perp} = i\gamma \text{grad}_{\perp} E_z, \quad -\chi^2 \mathbf{H}_{\perp} = i\omega \epsilon_a [\mathbf{z}_0, \text{grad}_{\perp} E_z],$$

$$\text{откуда} \quad \mathbf{H}_{\perp} = \frac{\omega \epsilon_a}{\gamma} [\mathbf{z}_0, \mathbf{E}_{\perp}] = \frac{1}{W_0 \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} [\mathbf{z}_0, \mathbf{E}_{\perp}], \quad \text{т.е.} \quad W_{0x}^E = \frac{\gamma}{\omega \epsilon_a} = W_0 \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}, \quad (2.6)$$

где  $W_0$  – волновое сопротивление среды, заполняющей фидер.

$$\text{Для H волн} \quad (E_z=0) \quad \text{имеем:} \quad -\chi^2 \mathbf{H}_{\perp} = i\gamma \text{grad}_{\perp} H_z, \quad \chi^2 \mathbf{E}_{\perp} = i\omega \mu_a [\mathbf{z}_0, \text{grad}_{\perp} H_z],$$

$$\text{откуда} \quad \mathbf{E}_{\perp} = \frac{\gamma}{\omega \mu_a} [\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_{\perp}] = \frac{W_0}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} [\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_{\perp}], \quad \text{т.е.} \quad W_{0x}^H = \frac{\omega \mu_a}{\gamma} = \frac{W_0}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}. \quad (2.7)$$

Средняя за период плотность потока мощности, переносимой по линии передачи,  $\Pi_z = 0.5(\mathbf{z}_0[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]) = 0.5(\mathbf{E}_{\perp}[\mathbf{H}_{\perp}, \mathbf{z}_0])$ . Учитывая, что  $\mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{W_{0x}}[\mathbf{z}_0, \mathbf{E}_{\perp}]$ , имеем

$$\text{Re} \Pi_z = \frac{|\mathbf{E}_{\perp}|^2}{2W_{0x}}. \quad \text{Мощность, переносимая через поперечное сечение фидера } S,$$

определяется выражением

$$P = \frac{1}{2W_{0x}} \int_S |\mathbf{E}_{\perp}|^2 ds. \quad (2.8)$$

Максимальная мощность, передаваемая по линии передачи, ограничена максимальной амплитудой напряженности электрического поля, при которой происходит электрический пробой среды, заполняющей линию передачи (для воздуха  $E_{max}=30$  кВ/см).

Приведенные выше результаты получены для идеальных линий передачи, в которых отсутствуют потери. В реальных фидерах часть энергии теряется, вследствие чего постоянная распространения становится комплексной величиной  $\gamma = \beta - i\alpha$  и  $e^{-i\gamma z} = e^{-i\beta z} e^{-\alpha z}$ , где  $\beta$  – коэффициент фазы,  $\alpha$  – коэффициент затухания. Мощность убывает по закону  $P_0 e^{-2\alpha z}$ , следовательно, потери на единицу длины составят  $-\frac{dP}{dz} = 2\alpha P_0 e^{-2\alpha z} = 2\alpha P$ , откуда

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{dP}{dz} \frac{1}{P}. \quad (2.9)$$

Часто для оценки потерь в фидере используется погонный коэффициент затухания, который определяется как  $\alpha' = 10 \lg \frac{P(0)}{P(1)}$  дБ/м, где  $P(0)$  и  $P(1)$  – мощность на входе и выходе участка фидера длиной 1 м соответственно. С учетом (2.9) имеем  $\alpha' = 8,86\alpha$ .

В закрытых линиях передачи потери возникают в металлических стенках волновода и в диэлектрике, заполняющем волновод. В открытых линиях передачи дополнительно могут возникнуть потери на излучение.

Волны Е, Н или ЕН типов могут распространяться вдоль направляющих систем, выполненных в виде металлических труб с поперечными размерами более  $\lambda/2$ , диэлектрических стержней с поперечными размерами порядка длины волны и более, проводов с диэлектрической оболочкой толщиной до  $\lambda/4$ , т.е. вдоль систем, способных поддерживать неоднородные волны.

Для Т волн ( $E_z = 0$  и  $H_z = 0$ )  $\chi^2 = 0$ , следовательно,  $\gamma = k$  и  $f_{кр} = 0$ , т.е. передача энергии возможна на всех частотах, включая нулевую (постоянный ток). В этом случае уравнения для поперечных составляющих поля вырождаются в уравнения Лапласа

$$\nabla^2 \mathbf{E}_\perp = 0, \quad \nabla^2 \mathbf{H}_\perp = 0,$$

следовательно, в поперечном сечении электрическое и магнитное поля имеют статический или потенциальный характер. Характеристическое сопротивление Т волн определяется из условия  $\mathbf{H}_\perp = \frac{\omega \epsilon_a}{k} [\mathbf{z}_o \mathbf{E}_\perp]$ , откуда

$$W_{0x}^T = \frac{k}{\omega \epsilon_a} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}}{\omega \epsilon_a} = W_0,$$

т.е. равно волновому сопротивлению среды, заполняющей фидер, и не зависит от его поперечных размеров. На высоких частотах передача мощности по такой линии возможна, если она содержит не менее двух проводников с противоположно направленными продольными токами. При этом расстояние  $D$  между проводниками должно быть значительно меньше  $\lambda$ . В этом случае можно однозначно определить ток вдоль проводника  $I = \int_p \mathbf{H}_\perp d\mathbf{l}$  ( $p$  – периметр

провода) и напряжение между проводниками  $U = \int_D \mathbf{E}_\perp d\mathbf{l}$ . Волновое сопротив-

ление фидера с Т волной определим исходя из условия равенства плотностей электрической и магнитной энергий в бегущей поперечной волне. Электрическая энергия, приходящаяся на единицу длины линии, равна  $w_e = 0,5 U^2 C'$ , плотность магнитной энергии  $w_m = 0,5 I^2 L'$ , где  $C'$  и  $L'$  – погонные емкость и индуктивность соответственно. Тогда волновое сопротивление линии передачи с Т-волной равно

$$W_{0л}^T = U/I = \sqrt{L'/C'}. \quad (2.10)$$

### Основные характеристики фидеров

Свойства волн, распространяющихся в направляющих системах, характеризуются такими параметрами как постоянная распространения, волновое сопротивление и коэффициент затухания, которые существенно зависят от формы поперечного сечения фидера, структуры поля и материала, из которо-

го выполнен фидер [2]. Рассмотрим эти параметры для некоторых типов фидеров, наиболее часто используемых на практике.

Прямоугольный волновод – закрытая линия, представляющая собой металлическую трубу прямоугольного сечения (рис. 2.2). В такой линии мо-

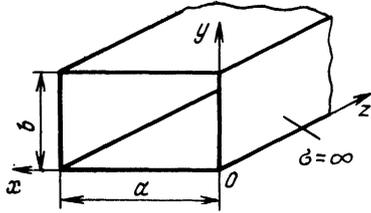


Рис. 2.2. Прямоугольный волновод

гут распространяться волны Е и Н типов.

Пусть в волноводе распространяется волна Е типа ( $H_z=0, E_z \neq 0$ ). Для нахождения структуры поля необходимо решить уравнение  $\nabla^2 E_z + \chi^2 E_z = 0$  с граничными условиями:  $E_z(x,y)=0$  при  $x=0, x=a, y=0, y=b$ , и используя соотношения (2.2) опреде-

лить поперечные компоненты поля. Используя метод разделения переменных, т.е. представив  $E_z(x,y)=X(x)Y(y)$ , сводим задачу к решению системы обыкновенных уравнений:  $X'' + \chi_x^2 X = 0, Y'' + \chi_y^2 Y = 0$ .

Общие решения этих уравнений могут быть представлены в виде

$$X(x) = A \sin(\chi_x x) + B \cos(\chi_x x), \quad Y(y) = C \sin(\chi_y y) + D \cos(\chi_y y).$$

Для удовлетворения граничным условиям должно быть:  $B = D = 0, \chi_x = m\pi/a, \chi_y = n\pi/b$ , где  $m$  и  $n$  – положительные целые числа. Таким образом, с точностью до постоянного амплитудного множителя имеем:

$$E_z = E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}, \quad \chi_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad \gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}.$$

Подставив в (2.2), получаем:

$$E_x = -iE_0 \frac{\gamma_{mn}}{\chi_{mn}^2} \frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}, \quad E_y = E_0 \frac{\gamma_{mn}}{\chi_{mn}^2} \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}$$

$$H_x = iE_0 \frac{\omega \epsilon_a}{\chi_{mn}^2} \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}, \quad H_y = -iE_0 \frac{\omega \epsilon_a}{\chi_{mn}^2} \frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}.$$

Числа  $m$  и  $n$  называются индексами данного типа колебаний  $E_{mn}$  и означают число стоячих волн, существующих вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно. Индексы могут быть любыми (кроме  $m=0$  и  $n=0$ ), следовательно возможно одновременное существование сколь угодно большого числа волн типа  $E_{mn}$ . Эти

волны не взаимодействуют друг с другом и распространяются независимо, хотя при определенных условиях один тип волны может преобразовываться в другой. Картина силовых линий для простейшего типа волны  $E_{11}$  показана на рис. 2.3. Критическая длина волны  $E_{mn}$  определяется соотношением

$$\lambda_{кр} = \frac{2\pi}{\chi} = \frac{2}{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}}. \quad (2.11)$$

Длина волны в волноводе и фазовая скорость вычисляются по формулам (2.4) и (2.5) соответственно.

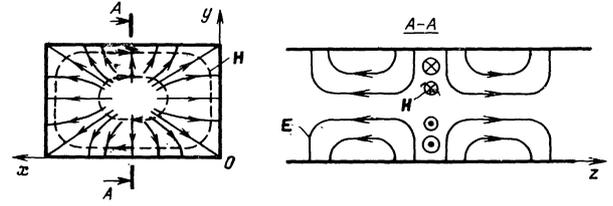


Рис. 2.3. Картина силовых линий волны  $E_{11}$ .

Для определения структуры поля волн  $H$  типа ( $E_z=0$ ) необходимо решить уравнение  $\nabla^2 H_z + \chi^2 H_z = 0$  с граничными условиями  $E_x=0$  при  $y=0, y=b$ ,  $E_y=0$  при  $x=0, x=a$ , или  $\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0$  при  $y = 0, y = b$ ,  $\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0$  при  $x = 0, x = a$ .

Используя, как и в предыдущем случае, метод разделения переменных, получаем решение в виде

$$H_z = [A \sin(\chi_x x) + B \cos(\chi_x x)] [C \sin(\chi_y y) + D \cos(\chi_y y)] e^{-i\gamma z}.$$

Граничные условия удовлетворяются при  $A=C=0$ ,  $\chi_x=m\pi/a$ ,  $\chi_y=n\pi/b$ . Приняв  $B=D=H_0$  имеем:

$$H_z = H_0 \cos\left(\frac{n\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}, \quad \chi_{mn} = \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad \gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}.$$

Подставив в (1.14) для поперечных компонент поля получим:

$$E_x = iH_0 \frac{\omega\mu_a}{\chi_{mn}^2} \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{n\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}, \quad E_y = -iH_0 \frac{\omega\mu_a}{\chi_{mn}^2} \frac{n\pi}{a} \sin\left(\frac{n\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z},$$

$$H_x = -iH_0 \frac{\gamma_{mn}}{\chi_{mn}^2} \frac{n\pi}{a} \sin\left(\frac{n\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}, \quad H_y = H_0 \frac{\gamma_{mn}}{\chi_{mn}^2} \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{n\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\gamma_{mn} z}.$$

Для волн  $H_{mn}$  один из индексов может равняться нулю. Критическая длина волны определяется по формуле (2.11), которая справедлива и для волн  $H$  типа. При этом максимальной критической длиной волны будет обладать тип колебаний  $H_{10}$  или  $H_{01}$  ( $\lambda_{кр} = 2a$  при  $a > b$ ), у которого вдоль широкой стенки

укладывается стоячая полуволна, а вдоль узкой стенки поле постоянно. Для распространения такой волны требуется волновод с минимальным поперечным сечением, поэтому она широко используется на практике и называется

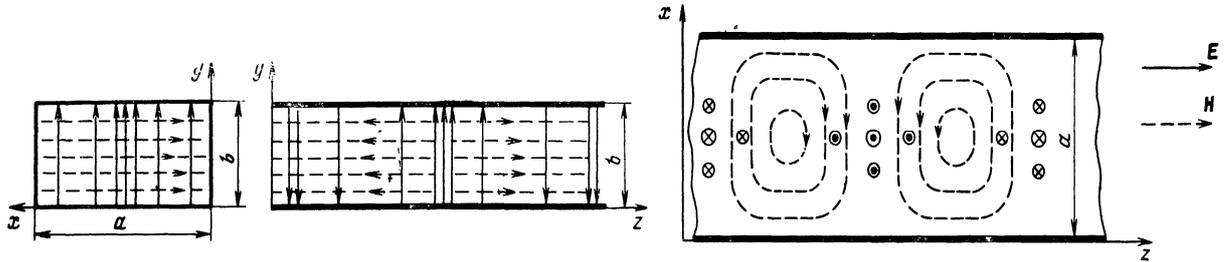


Рис. 2.4. Структура поля волны типа  $H_{10}$ .

волной основного типа. Структура поля волны  $H_{10}$  показана на рис. 2.4.

Выражения для составляющих электромагнитного поля волны  $H_{10}$  имеют вид:

$$E_y = -iH_0kW_0 \frac{a}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{-ik\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}}, \quad H_x = -iH_0k\sqrt{1-(\lambda/2a)^2} \frac{a}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{-ik\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}},$$

$$H_z = H_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{-ik\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}}, \quad E_x = E_z = H_y = 0.$$

Согласно граничным условиям поверхностная плотность электрического тока в металлических стенках волновода  $\mathbf{J}^e = [\mathbf{n}, \mathbf{H}]$ . Распределение плотности поверхностных токов на стенках прямоугольного волновода с волной типа  $H_{10}$  показано на рис. 2.5. Таким образом, продольная компонента тока  $J_z$  численно равна поперечной компоненте магнитного поля  $H_x$ . Полный продольный ток в широкой стенке равен

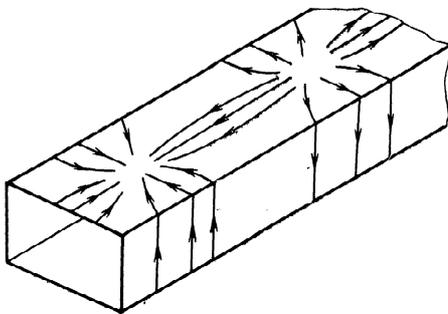


Рис. 2.5. Распределение токов на стенках волновода с волной  $H_{10}$ .

полный ток в широкой стенке равен

$$I_z = \int_0^a H_x dx = -iH_0k\sqrt{1-(\lambda/2a)^2} \frac{a^2}{\pi^2} e^{-ik\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}}.$$

Амплитуда напряженности электрического поля имеет максимальное

$$\text{значение при } x = a/2: \quad E_{max} = H_0kW_0 \frac{a}{\pi}.$$

Если под напряжением в волноводной

линии понимать максимальную разность потенциалов между широкими стенками, то

$$U = -ibE_{max}e^{-i\gamma z} = -iH_0kW_0\frac{ab}{\pi}e^{-i\gamma z}, \quad \gamma = k\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}.$$

Средняя за период мощность, переносимая по волноводу волной  $H_{10}$  равна

$$P = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^b E_y H_x^* dx dy = \frac{E_{max}^2 ab}{2W_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \quad (2.12)$$

Предельная удельная мощность определяется напряженностью электрического пробоя среды (для воздуха  $E_{max}=30$  кВ/см).

Параметры волны  $H_{10}$ :

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\gamma_{10}} = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}, \quad v_{\phi} = c / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}, \quad W_{0x} = W_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}.$$

Волновое сопротивление волновода не имеет такого однозначного определения как в линиях с волной типа Т, и оно может быть определено тремя способами:  $W_{PI} = 2P / I^2$ ,  $W_{PU} = U^2 / 2P$ ,  $W_{UI} = U / I$ . Обычно используется определение через эквивалентные напряжение и ток, тогда

$$W_{0л} = \frac{U}{I_z} = \frac{\pi b}{2a} W_{0x}, \quad \text{при этом} \quad W_{PI} = \pi/4 W_{0л}, \quad W_{PU} = 4/\pi W_{0л}. \quad (2.13)$$

Коэффициент затухания из-за потерь в стенках волновода определяется соотношением

$$\alpha_m = \frac{1}{2} \frac{R_s \int H_{\tau}^2 dl}{\text{Re} \int \Pi ds}, \quad \text{где} \quad R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_a}{2\sigma}} - \text{поверхностное сопротивление металла,}$$

$H_{\tau}$  – касательная к стенкам компонента поля,  $L$  – периметр поперечного сечения волновода. Для прямоугольного волновода с волной  $H_{10}$

$$\alpha_m = \frac{1}{2} \frac{R_s \left[ 1 + \frac{2b}{a} \left( \frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right]}{b W_0 \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}. \quad (2.14)$$

Потери в диэлектрике обычно малы, и их можно учесть соотношением

$$\alpha_d = k \frac{\operatorname{tg} \delta}{2}. \quad (2.15)$$

Круглый волновод представляет собой полую металлическую трубу с внутренним радиусом  $a$ . Круглые волноводы редко применяются в качестве основных линий передачи, а используются обычно во вращающихся сочленениях, в устройствах для получения волн с вращающейся поляризацией и в некоторых других случаях. Для нахождения структуры поля необходимо решить уравнения (2.3), которые в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \chi^2 E_z = 0, \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \chi^2 H_z = 0. \quad (2.16)$$

Решаем задачу методом разделения переменных, полагая для волн Е типа ( $H_z=0$ )  $E_z(r,\varphi)=R(r)\Phi(\varphi)$ . Подставив в (2.16), получаем

$$r^2 R''/R + rR'/R + \chi^2 r^2 = -\Phi''/\Phi.$$

Для удовлетворения этого тождества необходимо, чтобы  $-\Phi''/\Phi = m^2$ . Тогда  $\Phi(\varphi) = C_0 \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} (m\varphi)$  и  $R'' + R'/r + (\chi^2 - m^2/r^2)R = 0$ . Это уравнение Бесселя, решение которого выражается через цилиндрические функции

$$R(\chi r) = C_1 J_m(\chi r) + C_2 N_m(\chi r),$$

где  $C_0, C_1, C_2$  – некоторые произвольные постоянные,  $J_m(\chi r)$  – функция Бесселя,  $N_m(\chi r)$  – функция Неймана. Таким образом

$$E_z = E_0 J_m(\chi r) \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} (m\varphi).$$

Граничное условие  $E_z = 0|_{r=a}$  выполняется, если поперечные волновые числа принадлежат к дискретной последовательности  $\chi_{mn} = v_{mn}/a$ . Итак, для колебаний  $E_{mn}$  имеем:  $E_z = E_0 J_m\left(\frac{v_{mn}r}{a}\right) \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} (m\varphi) e^{-i\gamma z}$ , где  $v_{mn}$  –  $n$ -й номер корня функции  $J_m$ . Таким образом, физический смысл индексов  $m$  и  $n$ :  $m$  – число вариаций поля по угловой координате  $\varphi$ ,  $n$  – число вариаций по радиусу  $r$ .

Для волны  $E_{mn}$  критическая длина волны  $\lambda_{кр} = 2\pi/\chi_{mn} = 2\pi a/\nu_{mn}$ . Значения некоторых корней функций Бесселя приведены в таблице. Поперечные

n	Корни $\nu_{mn}$ функций Бесселя		
	m=0	m=1	m=2
1	2,405	3,832	5,135
2	5,520	7,016	8,417
3	8,654	10,174	11,620

компоненты поля находятся подстановкой  $E_z$  в (2.2).

Так, например, для волны

$E_{01}$  имеем:  $H_z=H_r=E_\phi=0$ ,

$$E_z = E_0 J_0\left(\frac{\nu_{01}r}{a}\right) e^{-i\gamma z}, \quad E_r = \frac{iE_0 \gamma a}{\nu_{01}} J_1\left(\frac{\nu_{01}r}{a}\right) e^{-i\gamma z}, \quad H_\phi = \frac{iE_0 a \omega \epsilon_a}{\nu_{01}} J_1\left(\frac{\nu_{01}r}{a}\right) e^{-i\gamma z}.$$

Структура поля волны  $E_{01}$  показана на рис. 2.6. Для того, чтобы этот тип волны распространялся в волноводе, его диаметр должен превышать 0,76 длины волны. Для остальных волн E типа диаметры волновода должны быть еще больше. Коэффициент затухания волн E типа равен

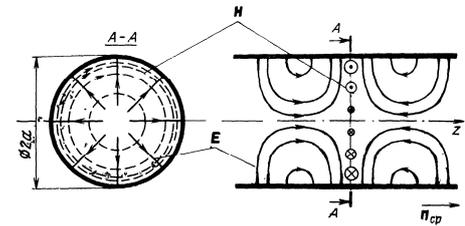


Рис. 2.6. Структура поля волны  $E_{01}$ .

$$\alpha^E = R_S / a W_{0x}^E.$$

В случае волн H типа ( $E_z=0$ ) нужно решить уравнение

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + \chi^2 H_z = 0 \quad \text{с граничными условиями} \quad \frac{dH_r}{dr} = 0|_{r=a}.$$

Данная задача решается методом разделения переменных. Как и в случае волн E типа, частное решение, имеющее  $m$  вариаций по углу  $\phi$ , запишется в виде

$$H_z = H_0 J_m(\chi r) \sin(m\phi) e^{-i\gamma z}.$$

Граничные условия будут выполнены, если  $\frac{dJ_m(\chi r)}{d(\chi r)} = J'_m(\chi r) = 0|_{r=a}$ . Это уравнение имеет бесконечное число корней, кото-

рые обозначим  $\mu_{mn}$ . Для каждого из этих решений  $\chi_{mn} = \mu_{mn}/a$ , и продольная составляющая магнитного поля для колебаний типа  $H_{mn}$  принимает вид

$$H_z = H_0 J_m\left(\frac{\mu_{mn}r}{a}\right) \sin(m\phi) e^{-i\gamma z}, \quad \text{критическая длина волны } H_{mn}$$

$$\lambda_{кр} = 2\pi/\chi_{mn} = 2\pi a/\mu_{mn}.$$

n	Корни $\mu_{mn}$ производных функций Бесселя		
	m=0	m=1	m=2
1	3,832	1,841	3,052
2	7,016	5,335	6,705
3	10,174	8,536	9,965

Значения корней  $\mu_{mn}$  приведены в таблице, откуда видно, что максимальное значение  $\lambda_{кр}$  имеет волна  $H_{11}$ . Этот тип волны

в круглом волноводе называется основным. Поперечные компоненты полей находятся по формулам перехода (2.2). Для волны  $H_{11}$  имеем

$$H_z = H_0 J_1\left(\frac{\mu_{11}r}{a}\right) \sin(\varphi) e^{-i\gamma z}, \quad H_r = -i \frac{H_0 \gamma a}{\mu_{11}} J_1'\left(\frac{\mu_{11}r}{a}\right) \sin(\varphi) e^{-i\gamma z}, \quad H_\varphi = -i \frac{H_0 \gamma a^2}{\mu_{11}^2} J_1\left(\frac{\mu_{11}r}{a}\right) \cos(\varphi) e^{-i\gamma z},$$

$$E_z = 0, \quad E_r = -i \frac{H_0 \alpha^2 \omega \mu_a}{\mu_{11}^2} J_1\left(\frac{\mu_{11}r}{a}\right) \cos(\varphi) e^{-i\gamma z}, \quad E_\varphi = -i \frac{H_0 \alpha \omega \mu_a}{\mu_{11}} J_1'\left(\frac{\mu_{11}r}{a}\right) \sin(\varphi) e^{-i\gamma z}.$$

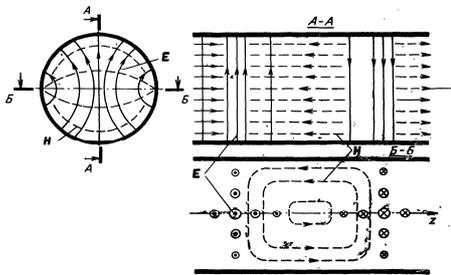


Рис. 2.7. Структура поля волны  $H_{11}$ .

Структура поля волны  $H_{11}$  показана на рис. 2.7. Для волн Н типа коэффициент затухания определяется соотношением

$$\alpha^H = R_S \left[ (\lambda/\lambda_{кр})^2 + m^2 / (\mu_{mn}^2 - m^2) \right] / a W_0 \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}.$$

Зависимость коэффициента затухания от соотношения  $2a/\lambda$  для некоторых типов волн в круглом волноводе приведена на рис. 2.8.

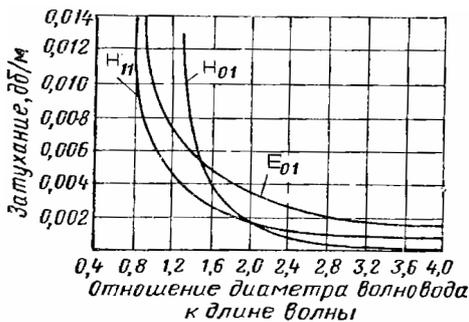


Рис. 2.8. Зависимость коэффициента затухания от  $2a/\lambda$ .

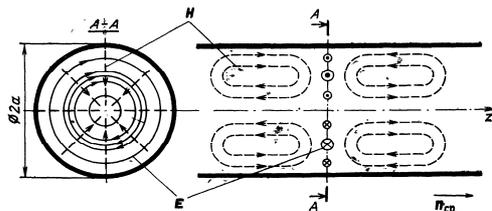


Рис. 2.9. Структура поля волны  $H_{01}$ .

Особый интерес представляет волна типа  $H_{01}$ , затухание которой убывает с ростом частоты. Это обусловлено тем, что в стенках волновода волна  $H_{01}$  возбуждает только круговые токи  $J_\varphi = H_z$ , которые убывают с ростом частоты. Структура поля волны  $H_{01}$  показана на рис. 2.9. Однако практическое использование волноводов с волной  $H_{01}$  затруднено, поскольку эта волна оказывается неустойчивой и легко преобразуется в другие типы волн при наличии даже незначительных неоднородностей в линии передачи.

Диэлектрические волноводы представляют собой сплошные или полые диэлектрические стержни, вдоль которых распространяются электромагнитные волны путем отражения и преломления их на границе раздела диэлектрик-воздух. Такие волноводы относятся к открытым линиям передачи, поскольку поле существует как внутри, так и вне стержня. Для круглого стержня (рис. 2.10) продольные компоненты поля в области I (внутри стержня) с волновым числом  $k_1$  и в области II (вне стержня) с волновым числом  $k_2$

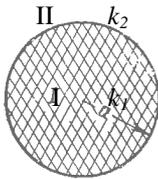


Рис. 2.10.

Диэлектрический волновод.

находятся из решения уравнений (2.16) с учетом граничных условий, обеспечивающих непрерывность поля на поверхности  $r=a$ :  $E_{z1}=E_{z2}$ ,  $H_{\phi1}=H_{\phi2}$  или  $H_{z1}=H_{z2}$ ,  $E_{\phi1}=E_{\phi2}$ . Используя для областей I и II решения в виде

$$E_{z1} = B_1 J_0(\chi_1 r) e^{-i\gamma z}, \quad E_{z2} = B_2 H_0^{(2)}(\chi_2 r) e^{-i\gamma z},$$

где  $H_0^{(2)}(\chi_2 r)$  – функция Ханкеля, получим граничные условия в виде

транscendentного уравнения

$$\frac{J_0(\chi_1 a)}{J_1(\chi_1 a)} = \frac{\varepsilon_{a1} \chi_2 H_0^{(2)}(\chi_2 a)}{\varepsilon_{a2} \chi_1 H_1^{(2)}(\chi_2 a)},$$

решение которого позволяет найти постоянную распространения  $\gamma$ . Чтобы волна распространялась вдоль стержня, она должна иметь характер поверхностной волны, т.е.  $\chi_2$  должно быть мнимым ( $\chi_2^2 < 0$ ). При  $\chi_2^2 \rightarrow 0$  должно

быть  $J_0(\chi_1 a) = 0$ , следовательно  $\chi_1 = \frac{v_{0n}}{a}$ , где  $v_{0n}$  – корни уравнения

$$J_0(\chi_1 a) = 0. \text{ Учитывая, что } \gamma^2 = (k_1^2 - \chi_1^2) = (k_2^2 - \chi_2^2), \text{ при } \chi_2^2 = 0 \text{ имеем}$$

$$f_{0n} = \frac{v_{0n}}{2\pi a \sqrt{\varepsilon_{a1} \mu_{a1} - \varepsilon_{a2} \mu_{a2}}}, \text{ а при } \chi_2^2 \rightarrow -\infty \quad f \rightarrow \infty, \text{ следовательно, волна ти-$$

па Е или Н может распространяться вдоль диэлектрического волновода, если частота колебаний  $f > f_{0n}$ , где  $f_{0n}$  имеет смысл критической частоты или частоты отсечки. Таким образом, в диэлектрическом волноводе может существовать бесчисленное множество типов волн, причем каждый тип волны имеет свою критическую частоту; исключение составляет гибридная, т.е.

имеющая продольные составляющие как электрических, так и магнитных полей, волна типа  $HE_{11}$ , не имеющая критической частоты. Структура поля этой волны приведена на рис. 2.11. Фазовая скорость волны в зависимости от радиуса стержня меняется от скорости света в окружающей среде до скорости света в среде, из которой выполнен стержень.

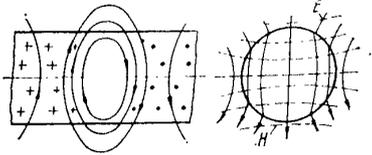


Рис. 2.11. Поле волны  $HE_{11}$  в диэлектрическом волноводе.

Как видно из рисунка, электромагнитное поле не ограничивается стенками стержня, а выходит частично наружу. Это поле, связанное с внутренним полем стержня, движется вдоль его поверхности с фазовой скоростью, определяемой размерами стержня, диэлектрической и магнитной проницаемостью стержня. Явление концентрации энергии поверхностной волны над волноводной структурой используется в линиях поверхностных волн. Для уменьшения потерь можно вместо диэлектрического стержня применять металлический стержень с диэлектрическим покрытием или так называемую периодическую структуру, например, систему кольцевых канавок на металлическом стержне. Отрезки линий поверхностных волн широко используются в качестве элементов антенн бегущей волны.

Диэлектрические волноводы находят применение для передачи сигналов в субмиллиметровом и оптическом диапазоне волн, где производство обычных металлических волноводов практически невозможно из-за очень малых поперечных размеров. В оптическом диапазоне такие волноводы, называемые световодами, представляют собой единичные волокна или пучки волокон. Каждое волокно – это тонкая нить диаметром порядка 0,1 мм, изготовленная из специального стекла или полимера. Для уменьшения потерь на излучение, т.е. для увеличения канализирующего действия световода, диэлектрическая проницаемость материала в поперечном сечении изменяется.

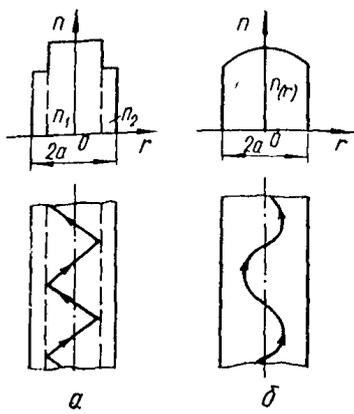


Рис. 2.12. Световоды.

На рис. 2.12 приведены графики распределения коэффициента преломления в поперечном сечении световода и схемы распространения энергии для двух случаев: *а*–двухслойное волокно, *б*–градиентное волокно.

Электромагнитная волна, распространяющаяся по световоду, удерживается внутри сердцевины за счет полного внутреннего отражения на границе с имеющей меньший показатель преломления оболочкой.

Передача энергии по световоду может производиться одним типом волны, чаще всего  $HE_{11}$  (одномодовый режим) или несколькими типами волн (многомодовый режим). Для уменьшения потерь, а также для повышения надежности в оптических кабелях связи используют в качестве световода не моноволокно, а пучки из нескольких волокон. Чрезвычайно большая величина частоты оптической несущей порядка  $10^{14} \dots 10^{15}$  Гц, используемой в световодах, открывает практически неограниченные возможности увеличения потока информации по оптическим линиям передачи.

Коаксиальный фидер (коаксиал) относится к закрытым линиям передачи, в которых возможно распространение волн Т типа, и представляет собой металлический цилиндр диаметром  $d$ , расположенный соосно внутри металлической трубы с внутренним диаметром  $D$ . При отсутствии продольных составляющих поперечные компоненты поля удовлетворяют уравнениям Лапласа:  $\nabla^2 E_{\perp} = 0$ ,  $\nabla^2 H_{\perp} = 0$ . В цилиндрической системе координат вследствие аксиальной симметрии напряженность поля будет зависеть только от  $r$ , тогда для поперечной компоненты электрического поля  $E_r$  имеем  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_r}{\partial r} \right) = 0$ , откуда  $\frac{\partial E_r}{\partial r} = \frac{E_0}{r}$ , где  $E_0$  – некоторая константа. Магнитное поле будет иметь поперечную составляющую  $H_{\phi} = E_r / W_0$  ( $W_0$  – волновое сопротивление среды, заполняющей коаксиал). Структура поля Т волны в коаксиальном фидере показана на рис. 2.12. Для волны типа Т можно одно-

$$\text{значно определить напряжение } U = \int_{d/2}^{D/2} E_r dr = E_0 \int_{d/2}^{D/2} \frac{dr}{r} = E_0 \frac{d}{2} \ln \frac{D}{d},$$

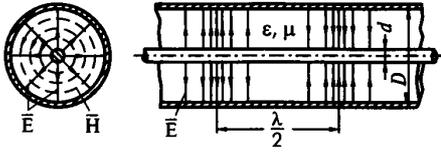


Рис. 2.12. Поле Т волны в коаксиале.

где  $E_0 = E_r|_{r=d/2}$ , и ток в каждом из проводников  $I = \int_0^{2\pi} H_\phi d\phi$ . Учитывая, что  $H_\phi = E_r/W_0$

и  $H_\phi$  не зависит от  $\phi$ , имеем

$$I = E_0 \frac{2\pi d}{W_0} \ln \frac{D}{d}. \text{ Таким образом, волновое сопротивление коаксиального}$$

фидера с волной Т типа равно

$$W_{0л} = \frac{U}{I} = \frac{W_0}{2\pi} \ln \frac{D}{d} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{D}{d}. \quad (2.17)$$

Погонные параметры линии можно определить, используя энергетические соотношения для бегущей вдоль линии волны. Средняя за период плотность энергии в бегущей Т волне равна

$$\overline{\omega} = \overline{\omega}_e + \overline{\omega}_m = \frac{U^2 C'}{4} + \frac{I^2 L'}{4} = \frac{U^2 C'}{4} + \frac{U^2 L'}{4W_{0л}^2} = \frac{U^2}{2W_{0л}} \sqrt{L' C'}.$$

Мощность, переносимая волной вдоль линии, равна  $P = \overline{\omega} v$ , где  $v$  – скорость волны. С другой стороны, средняя за период мощность  $P = U^2/2W_{0л}$ . Таким образом,  $v = 1/\sqrt{L' C'}$  и  $\gamma = \omega/v = \omega \sqrt{L' C'}$ . Умножив и разделив левую часть на  $\sqrt{C'}$  и учитывая, что в диэлектрике  $v = c/\sqrt{\epsilon}$ , получаем:

$$C' = \sqrt{\epsilon}/cW_{0л} = \epsilon \cdot 10^{-10}/1,8 \ln(D/d) [\text{Ф/м}] = 55,6\epsilon/\ln(D/d) [\text{пФ/м}]. \quad (2.18)$$

Для погонной индуктивности имеем

$$L' = \epsilon/C'c^2 = 0,2 \cdot 10^{-6} \ln(D/d) [\text{Гн/м}] = 0,2 \ln(D/d) [\text{мкГн/м}]. \quad (2.19)$$

Эквивалентная схема идеальной линии с Т волной представлена на рис. 2.13а. В реальных линиях передачи существуют потери энергии в металле и в диэлектрике, заполняющем линию. Потери в металле можно учесть введением в эквивалентную схему погонного сопротивления  $R'$ , а потери в диэлектрике введением погонной проводимости  $G'$ . Схема линии с потерями приве-

дена на рис. 2.13б.

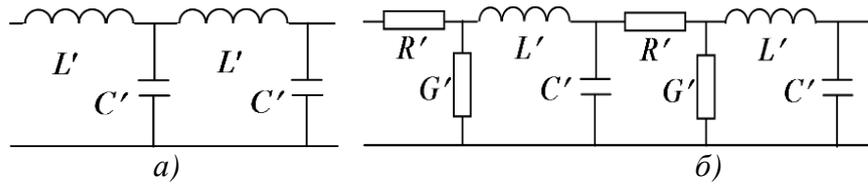


Рис. 2.13. Эквивалентная схема линии передачи с Т волной.

При наличии потерь  $L'$  и  $C'$  становятся комплексными величинами:

$\tilde{L}' = L' \left( 1 - i \frac{R'}{\omega L'} \right)$ ,  $\tilde{C}' = C' \left( 1 - i \frac{G'}{\omega C'} \right)$ , вследствие чего постоянная распространения

волны в такой линии также становится комплексной

$$\tilde{\gamma} = \beta - i\alpha = \omega \sqrt{L' \left( 1 - i \frac{R'}{\omega L'} \right) C' \left( 1 - i \frac{G'}{\omega C'} \right)} = \beta_0 \sqrt{\left( 1 - i \frac{R'}{\omega L'} \right) \left( 1 - i \frac{G'}{\omega C'} \right)}, \quad (2.20)$$

где  $\beta_0 = \omega \sqrt{L'C'}$  – постоянная распространения волны в линии без потерь.

Потери мощности в металле определяются величиной  $R' = R_s/p$ , где  $p$  – периметр проводника. Для коаксиала в качестве проводников обычно используются диаммагнетики ( $\mu = 1$ ), тогда погонное сопротивление равно

$$R' = \frac{R_s}{\pi d} + \frac{R_s}{\pi D} = \frac{R_s(d+D)}{\pi dD} = \frac{(d+D)}{\pi dD} \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma_m}}. \quad (2.21)$$

Учитывая, что мощность  $P'$ , теряемая в проводах на единицу длины, равна  $P' = \alpha/I^2 W_{0л} e^{-2\alpha}$  или  $P' = |I|^2 R' e^{-2\alpha}/2$ , для коэффициента затухания в металле

имеем  $\alpha_m = \frac{R'}{2W_{0л}} = \frac{(d+D)}{2\pi dDW_{0л}} \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma_m}}$ . Погонный коэффициент затухания из-за по-

терь в металле равен

$$\alpha'_m = 10 \lg e^{-2\alpha_m} = \frac{1,39(d+D)}{dDW_{0л}} \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma_m}} \text{ дБ/м}. \quad (2.22)$$

Эта функция имеет минимум при  $D/d \cong 3,6$ . Для уменьшения  $\alpha_m$  следует увеличивать диаметры проводов, но при этом уменьшается верхняя граница рабочего диапазона частот, т.к. при  $\lambda < \pi(D+d)/2$  возможно появление волн высших типов.

Коэффициент затухания, обусловленный потерями в диэлектрике, определяется из соотношения  $P' = \alpha \frac{|U|^2}{W_{0л}} e^{-2\alpha} = \frac{|U|^2 G'}{2} e^{-2\alpha}$ , откуда следует

$\alpha_d = G' W_{0л} / 2$ . При наличии потерь  $\tilde{\epsilon} = \epsilon_a (1 - i \operatorname{tg} \delta)$ . Подставив в (1.30) и учитывая, что у диэлектриков, используемых для заполнения фидеров  $\operatorname{tg} \delta \ll 1$ , по-

лучим  $C' \cong \frac{\sqrt{\epsilon_a} (1 - i \frac{\operatorname{tg} \delta}{2})}{c W_{0л}}$ . Сопоставив с формулой  $\tilde{C}' = C' \left( 1 - i \frac{G'}{\omega C'} \right)$ , имеем

$G' = \frac{\beta_0 \operatorname{tg} \delta}{2 W_{0л}} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta}{\lambda_0 W_{0л}}$ . Следовательно:  $\alpha_d = \frac{\pi \sqrt{\epsilon}}{\lambda_0} \operatorname{tg} \delta$ , где  $\lambda_0$  – длина волны в

свободном пространстве. Погонный коэффициент затухания в диэлектрике равен

$$\alpha'_d = 10 \lg e^{-2\alpha_d} = \frac{27,3 \sqrt{\epsilon}}{\lambda_0} \operatorname{tg} \delta \text{ дБ/м.} \quad (2.23)$$

Полные потери в фидере равны сумме потерь в металле и потерь в диэлектрике, таким образом,  $\alpha = \alpha_m + \alpha_d$  и  $\alpha' = \alpha'_m + \alpha'_d$ . Потери можно характеризовать коэффициентом полезного действия фидера  $\eta_f$ , который для фидера, согласованного с нагрузкой, определяется соотношением  $\eta_f = P_n / P_{вх} = e^{-0,23 \alpha' l}$ , где  $P_n$  – мощность, выделяемая в нагрузке,  $P_{вх}$  – мощность на входе,  $l$  – длина фидера,  $\alpha'$  – погонный коэффициент затухания.

Учитывая, что  $R' / \omega L' = 2\alpha_m / \beta_0$  и  $G' / \omega C' = 2\alpha_d / \beta_0$ , представим (2.20) в виде

$\tilde{\gamma} = \beta - i\alpha = \beta_0 \sqrt{1 - i \frac{2\alpha}{\beta_0}} \cong \beta_0 - i\alpha + \frac{\beta_0}{8} \left( \frac{2\alpha}{\beta_0} \right)^2 + \dots$ , откуда следует  $\beta \cong \beta_0 + \frac{\alpha^2}{2\beta_0} + \dots$ . Таким об-

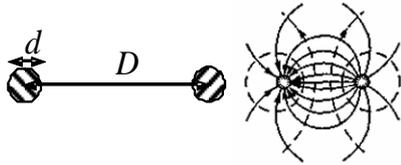
разом, наличие потерь приводит к дополнительному уменьшению длины волны в фидере.

Предельная мощность в коаксиальном фидере, соответствующая началу электрического пробоя, определяется соотношением

$$P_{\text{перед}} = \frac{U_{\text{перед}}^2}{2W_{0\text{л}}} = \frac{E_{\text{перед}}^2 \sqrt{\epsilon} d^2 \ln \frac{D}{d}}{240}, \quad (2.24)$$

где для воздуха  $E_{\text{перед}} = 30$  кВ/см. В зависимости от типа диэлектрика, геометрических размеров и частоты колебаний затухание в коаксиальных линиях колеблется в пределах от 0,005 до 1,5 дБ/м, а рабочее напряжение — от 1 до 10 кВ.

Двухпроводная линия передачи относится к линиям открытого типа, поскольку часть поля Г волны существует в пространстве, окружающем линию. Такая линия состоит из двух параллельных проводов диаметром  $d$ , расположенных на расстоянии  $D \ll \lambda$  друг от друга. Поперечное сечение и



структура поля двухпроводной линии показаны на рис. 2.14.

Рис. 2.14. Двухпроводная линия.

При  $D \gg d$  напряжение между проводами и ток в каждом из проводов определяются соотношениями

$$U = \int_{d/2}^{D-d/2} E_r dr - \int_{D-d/2}^{d/2} E_r dr = 2E_0 \int_{d/2}^{D-d/2} \frac{dr}{r} = 2E_0 \frac{d}{2} \ln \frac{2D-d}{d}, \quad I = E_0 \frac{2\pi d}{W_0} \ln \frac{2D-d}{d},$$

и волновое сопротивление двухпроводной линии заполненной диэлектриком ( $\mu=1$ ) равно

$$W_{0\text{л}} = \frac{U}{I} = \frac{120}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{2D-d}{d}.$$

Для воздуха ( $\epsilon=1$ ):

$$W_{0\text{л}} = 120 \ln \frac{2D-d}{d}. \quad (2.25)$$

При  $D < 5d$  следует учитывать эффект близости (неравномерность распределения заряда по периметру проводов), тогда  $W_{0\text{л}} = \frac{120}{\sqrt{\epsilon}} \ln \left( \frac{D}{d} + \sqrt{1 + \left( \frac{D}{d} \right)^2} \right)$ .

Погонные параметры двухпроводной линии рассчитываются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} C' &= \sqrt{\epsilon}/c W_{0л} [\Phi/M] = 3336\sqrt{\epsilon}/W_{0л} [\text{пФ/М}], \\ L' &= \epsilon/C' c^2 [\text{Гн/М}] = 3,33 \cdot 10^{-3} W_{0л} [\text{мкГн/М}], \\ R' &= \frac{2R_s}{\pi d} = \frac{1,265 \cdot 10^{-3}}{d} \sqrt{\frac{f}{\sigma_m}} [\text{Ом/М}]. \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

В открытых линиях кроме потерь в диэлектрике и металле существенную роль могут играть потери на излучение. Это обусловлено тем, что участок линии длиной  $l$  (при  $l \ll \lambda$ ) можно рассматривать как систему двух элементарных противофазных излучателей, разнесенных на расстояние  $D$ . Если линия ориентирована вдоль оси  $z$ , то излучаемое участком линии поле равно разности полей  $E_e$ , излучаемых каждым элементарным излучателем:

$$E_{\theta l} = E_e(1 - e^{-ikD \cos \varphi}) \approx iE_e k D \cos \varphi.$$

Мощность, теряемая участком линии на излучение, равна  $P_{\Sigma} = P_0(1 - e^{-2\alpha_{\Sigma} l}) \approx 2\alpha_{\Sigma} l P_0 = \alpha_{\Sigma} I^2 W_{0л}$ . Излученная этим участком мощность равна

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \int_S \frac{|E_{\theta l}|^2}{W_0} ds. \quad \text{Учитывая, что для элементарного излучателя}$$

$$|E_e| = W_0 I k l \sin \theta / 4\pi r, \text{ имеем:}$$

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \frac{W_0 I^2 (kl)^2 (kD)^2}{(4\pi)^2 r^2} \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi \int_0^{\pi} \sin^3 \theta r^2 d\varphi d\theta = \frac{1}{2} \frac{W_0 I^2 (kl)^2 (kD)^2}{12\pi} = \alpha_{\Sigma} I^2 W_{0л},$$

откуда коэффициент затухания на единицу длины линии за счет излучения составляет

$$\alpha'_{\Sigma} \cong \frac{320}{W_{0л}} \left( \frac{\pi D}{\lambda^2} \right)^2. \quad (2.27)$$

Погонные коэффициенты затухания в диэлектрике и металле равны соответственно

$$\alpha'_d = \frac{27,3\sqrt{\epsilon}}{\lambda} \text{tg} \delta \quad \text{и} \quad \alpha'_m = \frac{95,67}{d W_{0л} \sqrt{\lambda \sigma_m}}. \quad (2.28)$$

Из (2.27) видно, что потери на излучение в открытых двухпроводных линиях очень быстро растут с увеличением частоты. Для передачи мощных сигнала-

лов, когда расстояние между проводами должно быть более 0,1м, такие линии используются на частотах ниже 30 МГц. Уменьшить потери на излучение можно за счет уменьшения расстояния между проводами и перекрещивания проводов через определенные промежутки, чтобы соседние участки линии излучали в противофазе. Эти приемы используются для передачи слабых сигналов в двухпроводных линиях типа витая пара, полоса пропускания которых может достигать сотен МГц.

Полосковая линия представляет собой систему из двух или нескольких металлических полос, вдоль которых распространяется электромагнитная волна. Роль одной из этих полос может играть металлический экран. К наиболее распространенным типам полосковых линий относятся [3]: симметричная полосковая линия (СПЛ), несимметричная полосковая линия (НПЛ), щелевая линия (ЩЛ) и копланарная линия (КЛ). В большинстве случаев эти линии делаются в виде тонких металлических слоев (полосок и экран), нанесенных на диэлектрическую пластину (подложку). Поперечные сечения полосковых линий передачи приведены на рис. 2.15.

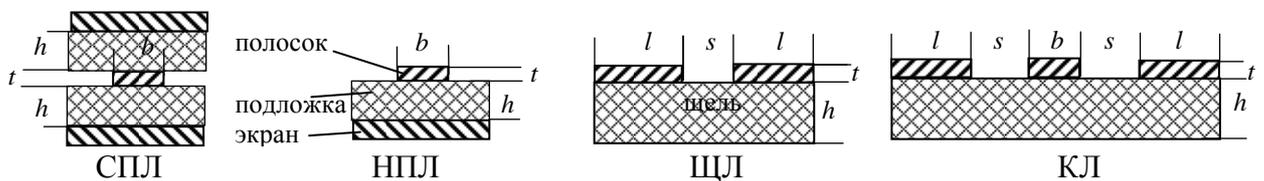


Рис. 2. 15. Поперечные сечения полосковых линий передачи.

В полосковых линиях распространяется волна, близкая к поперечной волне типа Т (квази Т-волна). Структура поля в поперечном сечении полосковых линий показана на рис. 2.16. Расчет поля для определения погонных параметров полосковых линий достаточно сложен и обычно производится методом конформных отображений.

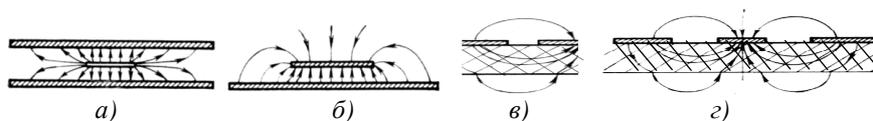


Рис. 2.16. КвазиТ-волна в полосковых линиях передачи:  
а) СПЛ, б) НПЛ, в) ЩЛ, г) КЛ.

С погрешностью не более 3% волновое сопротивление СПЛ может быть

вычислено по формулам

$$W_{\text{сл}} = \frac{200}{\sqrt{\epsilon}} \frac{h-t}{b+h} \text{ при } b/h < 2, \quad W_{\text{сл}} = \frac{200}{\sqrt{\epsilon}} \frac{h-t}{b+h-t} \text{ при } b/h > 2. \quad (2.29)$$

Для НПЛ волновое сопротивление рассчитывают по формулам

$$W_{\text{нп}} = \frac{100\pi}{\sqrt{\epsilon}} \frac{h-t}{b+h} \text{ при } b/h < 2, \quad W_{\text{нп}} = \frac{100\pi}{\sqrt{\epsilon}} \frac{h-t}{b+h-t} \text{ при } b/h > 2. \quad (2.30)$$

НПЛ, ЩЛ и КЛ относятся к открытым линиям, поскольку часть поля находится вне поперечного сечения полосковых линий. На рис. 2.17 в качестве примера показано распределение потока мощности в НПЛ. Чтобы вся

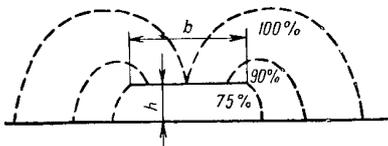


Рис. 2.17. Распределение потока мощности в НПЛ при  $b = 2h$ .

мощность переносилась вдоль линии, ширина экрана  $b_3$  должна быть существенно больше ширины полоска, т.е. необходимо выполнять условие  $b_3 > 3b$  или  $b_3 > b + 5h$ .

Полосковые линии передачи получили в последнее время широкое распространение в качестве элементов конструкций различных устройств СВЧ. Вследствие этого размеры устройств на основе полосковых линий меньше, а их вес и стоимость производства значительно снижаются. Главные недостатки полосковых линий – относительно большое затухание и в несколько раз меньшая, чем у прямоугольного волновода, предельная мощность.

Наряду с полосковыми линиями передачи используются также щелевые и копланарные линии. Щелевая линия представляет собой узкую щель в тонком проводящем слое, нанесенном на одной стороне диэлектрического основания (рис. 2.16в). Структура электромагнитного поля отличается от структуры поля поперечной волны типа Т, в щелевой линии распространяется также волна типа  $H_{10}$ , имеющая продольную и поперечную составляющие магнитного поля. Благодаря этому в щелевой линии существуют области с эллиптической поляризацией магнитного поля, что позволяет использовать ее для конструирования невзаимных ферритовых устройств (вентилей, фазовращателей). Достоинством щелевых линий является удобство присоеди-

ния параллельно линии внешних сосредоточенных элементов (диодов, конденсаторов и др.).

Копланарная линия передачи состоит из трех тонких проводящих полосок, находящихся в одной плоскости, в щелях между которыми распространяется электромагнитная волна. Все три полоски расположены на одной стороне диэлектрического основания, причем обе боковые полоски заземляются (рис. 2.16г). Указанные выше преимущества щелевой линии имеют место и для копланарной. Кроме того, волновое сопротивление копланарной линии мало зависит от параметров диэлектрического основания, что позволяет использовать для последнего материалы с высоким значением  $\epsilon$  и тем самым уменьшать линейные размеры конструкций. Поскольку структура поля в ЩЛ отличается от поля Т-волны, ее волновое сопротивление оказывается зависящим от частоты (рис. 2.18). Зависимость волнового сопротивления КЛ от поперечных размеров приведена на рис. 2.19. Точные выражения для расчета волновых сопротивлений ЩЛ и КЛ очень громоздки.

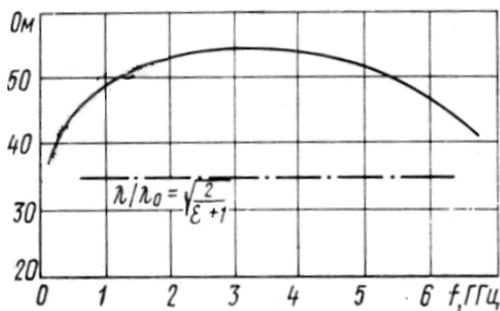


Рис. 2.18. Волновое сопротивление ЩЛ.

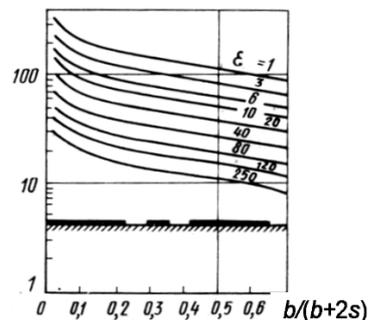


Рис. 2.19. Волновое сопротивление КЛ.

Приближенно волновое сопротивление КЛ можно рассчитать, используя

$$\text{формулу } W_{\text{КЛ}} = 120\pi \frac{2s + b}{b\sqrt{2(\epsilon + 1)}}.$$

## 2.2. Характеристики отрезков линий передачи с неоднородностями

На практике наибольшее распространение получили отрезки регулярных линий передачи той или иной длины. Если длина регулярной линии передачи превышает длину волны в линии  $\lambda_{\text{л}}$ , то такая линия называется длинной. Характерной особенностью длинных линий является возможность существова-

ния в них двух волн, распространяющихся навстречу друг другу. Одна из этих волн образуется подключенным к линии источником электромагнитных колебаний и называется падающей. Другая волна образуется из-за отражения падающей волны от нагрузки, подключенной к противоположному концу линии, и называется отраженной. Отраженная волна распространяется в направлении, обратном падающей волне. Все разнообразие процессов, происходящих в длинной линии, определяется амплитудно-фазовыми соотношениями между падающей и отраженной волнами.

Распределение напряжения и тока в длинной линии определяются выражениями

$$U(z) = U_1 e^{i\gamma z} + U_2 e^{-i\gamma z}, \quad I(z) = I_1 e^{i\gamma z} + I_2 e^{-i\gamma z}, \quad (2.31)$$

где  $z$  – продольная координата линии, отсчитываемая от места включения нагрузки;  $U_1$  и  $I_1$  – комплексные амплитуды напряжения и тока падающей волны;  $U_2$  и  $I_2$  – комплексные амплитуды напряжения и тока отраженной волны;  $\gamma$  – постоянная распространения волны в линии, которая при наличии потерь является комплексной величиной  $\gamma = \beta - i\alpha$ .

Коэффициент фазы  $\beta$  определяет фазовую скорость  $v_{\text{ф}} = \omega/\beta$  и длину волны в линии  $\lambda_{\text{л}} = 2\pi/\beta$ . Коэффициент затухания  $\alpha$  зависит от типа линии и свойств материалов, используемых в линии. Формулы для расчета  $\alpha$  различных типов линий приведены в разделе 2.1.

Учитывая, что для бегущей волны  $U/I = W_{0\text{л}}$ , запишем выражения (2.31) в следующем виде:

$$U(z) = U_1 e^{i\gamma z} + U_2 e^{-i\gamma z}, \quad I(z) = (U_1 e^{i\gamma z} - U_2 e^{-i\gamma z})/W_{0\text{л}}.$$

Обозначив  $U(z=0) = U_{\text{н}}$  и  $I(z=0) = I_{\text{н}}$ , имеем  $U_1 = (U_{\text{н}} + I_{\text{н}} W_{0\text{л}})/2$ ,  $U_2 = (U_{\text{н}} - I_{\text{н}} W_{0\text{л}})/2$ .

Подставив в (2.31), получаем

$$U(z) = U_{\text{н}} \cos \gamma z + i I_{\text{н}} W_{0\text{л}} \sin \gamma z, \quad I(z) = I_{\text{н}} \cos \gamma z + \frac{i}{W_{0\text{л}}} U_{\text{н}} \sin \gamma z. \quad (2.32)$$

Входное сопротивление  $Z_{\text{вх}}$  отрезка линии длиной  $l$  равно

$$Z_{ex} = \frac{U(l)}{I(l)} = W_{0,l} \frac{Z_H + iW_{0,l} \operatorname{tg} \gamma l}{W_{0,l} + iZ_H \operatorname{tg} \gamma l}, \quad (2.33)$$

где  $Z_H = U_H/I_H = R_H + iX_H$  – сопротивление нагрузки.

Отношение комплексных амплитуд отраженной и падающей волн при  $z=0$  определяет комплексный коэффициент отражения по напряжению

$$\Gamma = \frac{U}{I} = \frac{Z_H - W_{0,l}}{Z_H + W_{0,l}}. \quad (2.34)$$

Он характеризует степень согласования линии передачи с нагрузкой. Модуль коэффициента отражения изменяется в пределах  $0 < |\Gamma| < 1$ . При этом  $|\Gamma|=0$ , если отражения от нагрузки отсутствуют и  $|\Gamma|=1$ , если волна полностью отражается от нагрузки.

Рассмотрим изменение амплитуды и фазы напряжения при наличии падающей и отраженной волн. Для упрощения положим, что потери в линии отсутствуют, т.е.  $\alpha = 0$ . Тогда напряжение в линии можно представить в виде

$$U = U_1 e^{i\beta z} + U_2 e^{-i\beta z} = U_1 (e^{i\beta z} + \Gamma e^{-i\beta z}). \quad (2.35)$$

Соотношение (2.35) представляет собой сумму падающей и отраженной волн. Видно, что имеются такие поперечные сечения (пучности) линии, где падающая и отраженная волны складываются в фазе. Напряжение в этих сечениях достигает максимума, величина которого равна сумме амплитуд падающей и отраженной волн:  $U_{max} = |U_1| + |U_2|$ . Ток в пучностях напряжения имеет минимум  $I_{min} = |I_1| - |I_2|$ , причем  $U_{max}/I_{min}$  является вещественной величиной и представляет собой сопротивление  $R(z)$  в данном сечении линии. Существуют такие поперечные сечения (узлы), где напряжение имеет минимум  $U_{min} = |U_1| - |U_2|$  а ток максимум  $I_{max} = |I_1| + |I_2|$ , причем  $U_{min}/I_{max}$  также является вещественной величиной. При  $|\Gamma| = 1$   $U_{max} = 2U_1$ ,  $U_{min} = 0$ . Такая ситуация соответствует режиму стоячей волны. В этом случае вектор Пойнтинга становится чисто мнимым, т.е. отсутствует перенос энергии вдоль линии. Если  $\Gamma=0$ , что соответствует режиму бегущей волны, то вектор Пойнтинга вещественный и вся энергия поглощается нагрузкой. В общем случае при

$0 < \Gamma < 1$  в линии существует режим смешанных волн, т.е. часть мощности падающей волны поглощается нагрузкой, а оставшая часть в виде отраженной волны возвращается обратно в генератор.

Для оценки степени согласования линии с нагрузкой вводятся понятия коэффициента бегущей волны (КБВ) и коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН):

$$\text{КСВН} = \frac{U_{max}}{U_{min}} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|}, \quad \text{КБВ} = \frac{U_{min}}{U_{max}} = \frac{1-|\Gamma|}{1+|\Gamma|}. \quad (2.36)$$

## 2.2. Согласование линии передачи с нагрузкой

Для передачи мощности от генератора к антенне чаще всего используются длинные линии, работающие в режиме бегущей волны. С целью обеспечения указанного режима необходимо, чтобы сопротивление нагрузки  $Z_n = R_n + iX_n$  удовлетворяло условиям согласования:  $R_n = W_{0л}$ ,  $X_n = 0$ .

Если сопротивление нагрузки удовлетворяет этим условиям, то говорят, что линия согласована с нагрузкой. Общий принцип согласования комплексных сопротивлений состоит в том, что в линию дополнительно включается согласующий элемент, отражение от которого компенсирует отражение от нагрузки. При этом стремятся, чтобы согласующий элемент был расположен как можно ближе к нагрузке. Это делается для уменьшения длины несогласованного участка линии от нагрузки до согласующего элемента. Включение в линию согласующего элемента преследует следующие цели [10]:

- увеличение мощности, передаваемой в нагрузку;
- увеличение электрической прочности линии;
- увеличение КПД линии;
- устранение вредного влияния отраженной волны на генератор.

Для согласования комплексных нагрузок используются различные согласующие устройства, которые выполняются обычно из реактивных элементов, не поглощающих энергию. В узкой полосе частот в качестве согласующих элементов используются следующие устройства: четвертьволновый

трансформатор, последовательный и параллельный шлейфы, представляющие собой разомкнутые или короткозамкнутые отрезки линий. Тип линии передачи определяет конкретную конструкторскую реализацию этих устройств.

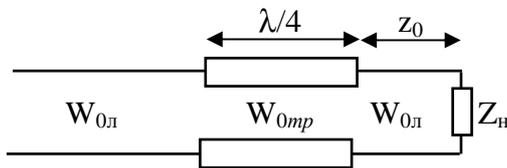


Рис. 2.20. Четвертьволновый согласующий трансформатор.

Четвертьволновой трансформатор представляет собой отрезок линии длиной  $\lambda/4$  с волновым сопротивлением  $W_{0мп}$ , включенным в разрыв основной линии передачи с волновым

сопротивлением  $W_{0л}$  на расстоянии  $z_0$  от нагрузки (рис. 2.20). Принцип работы такого согласующего устройства основан на трансформирующем свойстве четвертьволнового отрезка линии, входное сопротивление которого  $Z_{мп}$  согласно выражению (2.3) будет равно  $Z_{мп} = W_{0мп}^2 / Z(z_0)$ , где  $Z_{вх}(z_0)$  – входное сопротивление линии (в сечении  $z=z_0$ ), нагруженной на сопротивление нагрузки  $Z_н$ . Если место включения трансформатора соответствует узлу или пучности распределения поля в линии передачи, то  $Z_{вх}(z_0) = W_{0л} \cdot \text{КБВ}$  (в узле) или  $Z_{вх}(z_0) = W_{0л} \cdot \text{КСВН}$  (в пучности), т.е. является вещественной величиной  $R_{вх}$ . В этом случае входное сопротивление трансформатора также становится вещественным:  $W_{0мп}^2 / R_{вх} = R_{мп}$ .

Для согласования линии с нагрузкой необходимо, чтобы  $R_{вх} = W_{0л}$ ,  $X_{вх} = 0$ . Таким образом, если в качестве согласующего устройства использовать четвертьволновый отрезок линии с волновым сопротивлением

$$W_{0мп} = \sqrt{W_{0л} R_{вх}}, \quad (2.37)$$

то коэффициент отражения от входа трансформатора станет равным нулю. При этом, если местом включения трансформатора оказывается узел напряжения, то  $W_{0мп} = W_{0л} \sqrt{\text{КБВ}}$ , если пучность, то  $W_{0мп} = W_{0л} \sqrt{\text{КСВН}}$ .

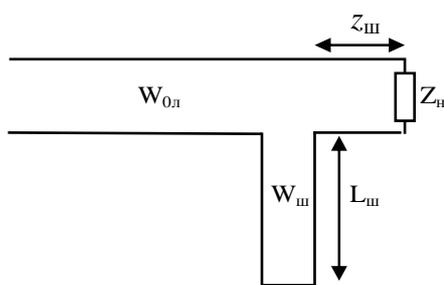


Рис. 2.21. Последовательный согласующий шлейф.

Последовательный согласующий шлейф представляет собой отрезок линии длиной  $L_{ш}$  с волновым сопротивлением  $W_{ш}$ , включенный в разрыв одного из проводов линии (рис. 2.21). Согласование обеспечивается подбором места включения и длины шлейфа. Условие согласования в месте

включения шлейфа  $z = z_{ш}$  определяется соотношением

$$R_{вх}(z_{ш}) + iX_{вх}(z_{ш}) + iX_{ш} = W_{0л},$$

где  $X_{ш} = W_{ш} \operatorname{tg}(\gamma L_{ш})$  для короткозамкнутого шлейфа и  $X_{ш} = -W_{ш} \operatorname{ctg}(\gamma L_{ш})$  для разомкнутого шлейфа,  $\gamma = 2\pi/\lambda_{л}$ . Тогда

$$R_{вх}(z_{ш}) = W_{0л}, \quad X_{ш} = -X_{вх}(z_{ш}).$$

Место включения и длина шлейфа определяются из соотношений:

$$\gamma z_{ш} = \operatorname{arctg}(\sqrt{KBB}), \quad \gamma L_{ш} = \operatorname{arctg}[(KCBH-1)\sqrt{KBB}] \text{ для короткозамкнутого шлейфа, и}$$

$$\gamma L_{ш} = -\operatorname{arctg}[(KCBH-1)\sqrt{KBB}] \text{ для разомкнутого.}$$

Из этих соотношений следует, что последовательный шлейф нужно включать в таком сечении линии, где активная часть ее входного сопротивления равна волновому сопротивлению линии. Длину шлейфа подбирают из условия равенства по величине и противоположности по знаку реактивного сопротивления реактивной части входного сопротивления линии в месте включения шлейфа.

Основной недостаток подобного согласования в том, что при изменении нагрузки изменяется не только длина шлейфа, но и место его включения в линию, что это очень неудобно конструктивно.

Параллельный согласующий шлейф. Такое устройство имеет вид, показанный на рис.2.22. Как и для последовательного шлейфа, согласование достигается подбором места включения шлейфа в линию и его длиной. В этом случае условие согласования имеет вид

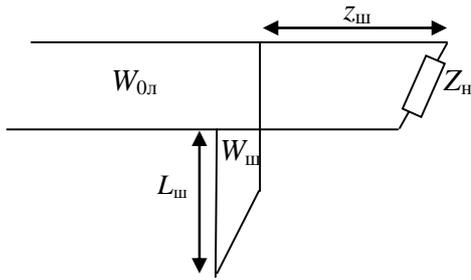


Рис. 2.22. Параллельный согласующий шлейф.

$$Y(z_{ш}) + iB_{ш} = 1/W_{0л},$$

где  $Y_{вх}(z_{ш}) = G_{вх}(z_{ш}) + iB_{вх}(z_{ш})$  – входная проводимость линии в месте подключения шлейфа,  $B_{ш}$  – реактивная проводимость шлейфа длиной  $L_{ш}$ . Для согласования необходимо выполнить условия:

$$G_{вх}(z_{ш}) = 1/W_{0л}, B_{ш} = -B_{вх}(z_{ш}).$$

Место включения и длина короткозамкнутого шлейфа определяются из соотношений:  $\gamma z_{ш} - \gamma z_{max} = \arctg(\sqrt{KBВ})$ ,  $\gamma L_{ш} = \arctg[\sqrt{КСВН} / (КСВН - 1)]$ ,

где  $z_{max}$  – расстояние от нагрузки до первого максимума напряжения.

Таким образом, параллельный шлейф нужно включать в таком сечении линии, в котором активная часть входной проводимости линии равна волновой проводимости, а длину шлейфа следует выбирать так, чтобы его реактивная проводимость компенсировала реактивную часть входной проводимости линии.

Недостатки параллельного шлейфа: при изменении нагрузки изменяются длина шлейфа и место его включения в линию. Поэтому в экранируемых линиях менять место включения шлейфа весьма неудобно.

Способы широкополосного согласования. На практике часто применяются сочленения и элементы тракта, предназначенные для работы в полосе частот 10% и более. Такую полосу частот принято называть широкой, а устройства, работающие в такой полосе, – широкополосными. В технических требованиях к этим устройствам указывается полоса частот и допустимое рассогласование в этой полосе. Задача широкополосного согласования возникает, например, при необходимости стыковки линий передачи с различными размерами или формами поперечных сечений, а также при работе тракта с широкополосными сигналами.

Основными широкополосными согласующими устройствами являются: ступенчатые трансформаторы, плавные переходы или неоднородные линии.

Ступенчатые трансформаторы используются для согласования линии передачи с активной нагрузкой или нагрузкой, имеющей небольшую реактивную составляющую. Ступенчатые трансформаторы представляют собой каскадное включение отрезков линии передачи с разным волновым сопротивлением, но имеющими одинаковую длину  $L$  (рис. 2.23).

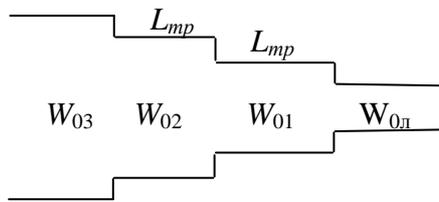


Рис. 2.23. Ступенчатый трансформатор

Волновые сопротивления соседних ступенек отличаются незначительно, и поэтому отражения от них невелики. Принцип работы заключается в том, что всегда имеется пара ступенек, отражение от которых компенсируется.

Чем больше ступенек, тем лучше согласование и шире полоса пропускания. Структура трансформатора определяется числом ступенек  $n$ , длиной ступеньки  $L$ , и отношением волновых сопротивлений соседних ступенек. Для согласования линии с волновым сопротивлением  $W_{0n}$ , с линией, имеющей волновое сопротивление  $W_{03}$ , первая и вторая ступени должны иметь волновые сопротивления  $W_{01} = \sqrt{W_{0n} \sqrt{W_{0n} W_{03}}}$  и  $W_{02} = \sqrt{W_{03} \sqrt{W_{0n} W_{03}}}$  соответственно.

Плавные переходы используются также для согласования активных нагрузок и могут рассматриваться как предельный случай ступенчатого перехода при увеличении числа ступенек и до бесконечности. Плавный переход, по существу, является нерегулярной двухпроводной линией передачи, в которой погонные параметры и волновое сопротивление – функции продольной координаты. Наибольшее применение нашел экспоненциальный трансформатор, волновое сопротивление  $W_{0тр}$  которого меняется по закону  $W_{0тр}(z) = W_{0вх} e^{b_0 z}$ , где  $W_{0вх}$  – волновое сопротивление линии на входе трансформатора;  $z$  – линейная координата вдоль оси трансформатора;  $b_0$  – постоянная, характеризующая скорость изменения волнового сопротивления трансформатора, определяемая по формуле

$$b_0 = \frac{8\pi}{\lambda_{\max}} \frac{1 - K_{\text{БВ}}}{1 + K_{\text{БВ}}}. \quad (2.38)$$

В (4.12)  $\lambda_{\max}$  – максимальная длина волны рабочего диапазона;  $K_{\text{БВ}}$  – минимально допустимая величина КБВ в линии. Длина экспоненциального трансформатора определяется по формуле

$$L_{mp} = \frac{2,3}{b_0} \lg \frac{R_{\text{н}}}{W_{\text{вх}}} \quad (2.39)$$

где  $R_{\text{н}}$  – активное сопротивление нагрузки.

### 2.3. Волновые матрицы для описания устройств СВЧ

Тракт СВЧ любой радиотехнической системы состоит из большого числа различных устройств СВЧ. К их числу относятся отрезки линий передачи, разъемы, изгибы и скрутки, согласующие устройства, фазовращатели, фильтры СВЧ, делители мощности СВЧ, невзаимные устройства СВЧ с использованием ферритов, коммутирующие устройства и т.п. Общим для этих и им подобных устройств является то, что они принадлежат к классу устройств с распределенными параметрами. Геометрические размеры этих устройств сравнимы с длиной волны электромагнитных колебаний.

Изучение внешних характеристик устройств СВЧ может производиться без конкретизации их внутренней структуры. Это позволяет рассматривать устройство СВЧ как некий «черный ящик», имеющий определенное число выходящих из него линий передачи СВЧ. Каждая из этих линий передачи также является устройством с распределенными параметрами, для которого неизменным является волновой характер электромагнитных процессов. В большинстве случаев во входных линиях передачи устройств СВЧ единственной распространяющейся волной является волна основного типа.

В дальнейшем будем рассматривать пассивные линейные устройства СВЧ. Устройство СВЧ называется пассивным, если в его состав не входят активные преобразующие или усиливающие элементы, например, транзисто-

ры, электронные устройства СВЧ и т.п. Линейность устройств СВЧ означает независимость его характеристик от подводимой к нему мощности. Внешние характеристики пассивных линейных устройств СВЧ связаны между собой системами линейных алгебраических уравнений. Поэтому в теории устройств СВЧ широко используется математический аппарат теории матриц.

В отличие от теории более низкочастотных цепей, где используются матрицы полных сопротивлений  $[Z]$ , полных проводимостей  $[Y]$  и матрица передачи типа  $[A]$ , в диапазоне СВЧ целесообразно использовать так называемые волновые матрицы рассеяния  $[S]$  и передачи  $[T]$ , которые определяют зависимости между комплексными амплитудами падающих и отраженных волн на входах СВЧ устройства. Это обусловлено тем, что в технике СВЧ измеряемыми величинами, как правило, являются не сопротивления и проводимости, а комплексные коэффициенты отражения и передачи. Следовательно, эти коэффициенты, характеризующие отношения падающих и отраженных волн, следует рассматривать как наиболее удобные при описании СВЧ элементов и устройств.

Матрицу рассеяния для четырехполюсника, схематически изображенного на рис. 2.24, рассмотрим при следующих допущениях:

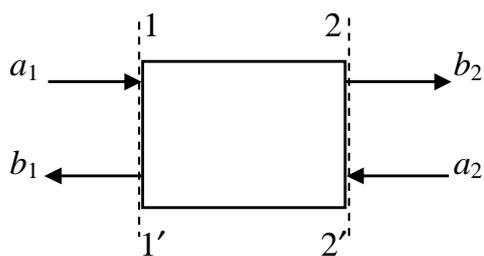


Рис. 2.24. Схема четырехполюсника

следующих допущениях:

- рассматривается линейный и пассивный четырехполюсник;
- в выходных сечениях 1,1' и 2,2' распространяется только один тип волны;
- колебания электромагнитного поля чисто гармонические.

Штриховой линией на рис. 2.24 отмечены плоскости отсчета параметров на входе и выходе четырехполюсника. Комплексные амплитуды падающей  $a_1$  и отраженной  $b_1$  волн в плоскости отсчета 1–1' и соответствующих волн  $a_2$  и  $b_2$  в плоскости отсчета 2–2' нормируются так, чтобы выполнялись равенства:

$$a_1 = \sqrt{2P_{\text{пад}}}, \quad b_1 = \sqrt{2P_{\text{отр}}}, \quad a_2 = \sqrt{2P_{2\text{пад}}}, \quad b_2 = \sqrt{2P_{2\text{отр}}},$$

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

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

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2; \quad b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2.$$

Эти уравнения в матричной форме приобретают вид

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (2.40)$$

Отраженные волны характеризуются вектор-столбцом отраженных волн

$$[b] = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix}.$$

Падающие волны характеризуются вектор-столбцом падающих волн

$$[a] = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}.$$

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

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

Следовательно, соотношение (2.40) может быть переписано в форме

$$[b] = [S][a].$$

Элементы матрицы рассеяния имеют простой физический смысл. Элементы  $S_{11}$  и  $S_{22}$  представляют собой комплексные коэффициенты отражения по напряжению соответственно от первого или второго выхода при условии присоединения к другому выходу согласованной нагрузки (согласованный режим). Элементы  $S_{21}$  и  $S_{12}$  представляют собой комплексные коэффициенты передачи по напряжению соответственно между первым и вторым либо вторым и первым выходами при согласованном режиме. Как видно из этих определений, все элементы матрицы рассеяния имеют четкий физический



Матрица передачи  $[T]$  многополюсника устанавливает зависимость электрических или магнитных волн на входе устройства СВЧ от соответствующих волн на его выходе [10], поэтому эта матрица имеет смысл, если подключаемые к многополюснику линии могут быть разбиты на две группы: входные и выходные линии. Преимуществом матрицы передачи является то, что  $[T]$  матрица каскадного соединения ряда элементов СВЧ равна произведению матриц передачи этих элементов, тогда как с  $[S]$  матрицами такая операция недопустима.

Для четырехполюсника система уравнений, устанавливающих зависимость полей на входе от полей на его выходе, имеет вид:

$$a_1 = T_{11} b_2 + T_{12} a_2; \quad b_1 = T_{21} b_2 + T_{22} a_2, \quad (2.44)$$

откуда следует, что матрица передачи  $[T]$  четырехполюсника

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

Комплексные элементы волновой матрицы передачи не имеют такого простого физического смысла, элементы матрицы рассеяния, а представляют собой линейные комбинации последних:

$$[T] = \begin{bmatrix} \frac{1}{S_{21}} & -\frac{S_{22}}{S_{21}} \\ \frac{S_{11}}{S_{21}} & S_{12} - \frac{S_{11}S_{22}}{S_{21}} \end{bmatrix}. \quad (2.45)$$

В свою очередь матрица рассеяния  $[S]$  может быть выражены через элементы матрицы передачи:

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{t_{21}}{t_{11}} & t_{22} - \frac{t_{12}t_{21}}{t_{11}} \\ \frac{1}{t_{11}} & -\frac{t_{12}}{t_{11}} \end{bmatrix}. \quad (2.46)$$

Матрица передачи устройства, представляющего собой каскадное соединение  $n$  четырехполюсников, определяется произведением их матриц передачи  $[T] = [T_1] [T_2] \cdots [T_n]$ , затем, используя (2.46) можно определить элементы матрицы рассеяния такого устройства.

## 2.4. Соединители и переходы между линиями передачи

Реальная фидерная система кроме отрезков линий передачи содержит еще ряд элементов, предназначенных для соединения отрезков линий, переходов между линиями с различными типами волн, деления или суммирования мощности, переключения и др. Элементом линии передачи называют простейшее одиночное устройство, выполняющее одну функцию в данной линии передачи. В данном разделе рассматриваются соединительные и переходные устройства различных типов.

Соединение коаксиальных линий, а также переход от коаксиальной линии к полосковой осуществляется с помощью специальных высокочастотных разъемов штепсельного типа. На рис. 2.25 показана конструкция тип

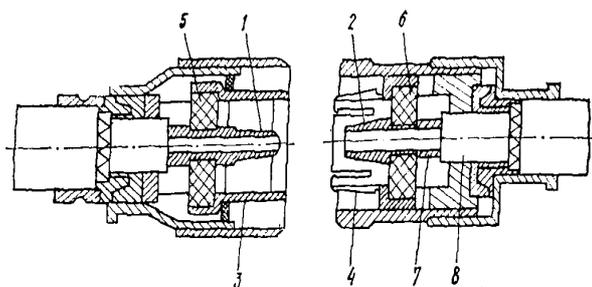


Рис. 2.25. Коаксиальный разъем.

пового коаксиального разъема. Контакт между внутренними проводниками разъема создается с помощью штыря 1, который вставляется в пружинящее гнездо 2, укрепленное на внутреннем проводнике другого отрезка линии. Внешние проводники соединяются посредством конусной втулки 3 и разрезной конусной цанги 4. Герметизация обеспечивается резиновой прокладкой. Штырь и гнездо центрируются с помощью диэлектрических втулок 5 и 6.

Внешние проводники соединяются посредством конусной втулки 3 и разрезной конусной цанги 4. Герметизация обеспечивается резиновой прокладкой. Штырь и гнездо центрируются с помощью диэлектрических втулок 5 и 6.

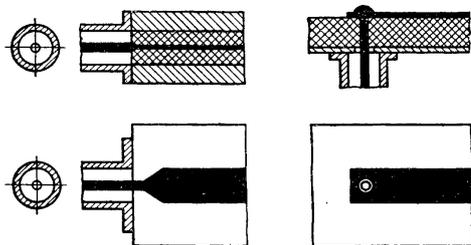


Рис. 2.26 Коаксиально-полосковые переходы.

Варианты переходов от коаксиальной линии к полосковой показаны на рис. 2.26. При таких соединениях структуры полей основного типа наиболее близки друг к другу по своей конфигурации.

Соединительные устройства для однотипных волноводов подразделяются на соединения с контактными фланцами и дроссельно-фланцевые соединения. Контактные фланцевые соединения применяются для широко-

полосных волноводных трактов. Соединяемые секции волноводов плотно прижимаются друг к другу с помощью плоских фланцев (рис. 2.27), стягиваемых винтами или струбцинами. Для минимального коэффициента отражения необходимо точное совпадение сечений волноводов.

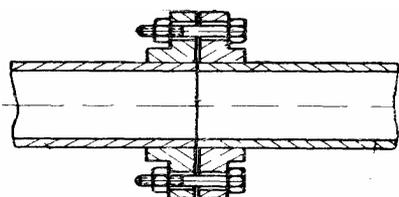


Рис. 2.27. Соединение волноводов контактными фланцами.

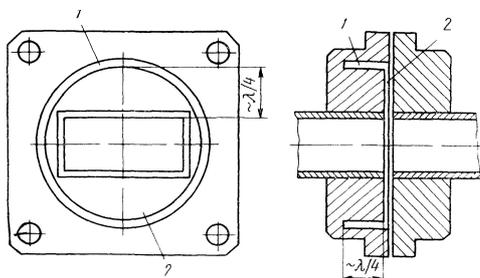


Рис. 2.28. Дроссельно-фланцевое соединение волноводов.

Дроссельно-фланцевые соединения применяются в тех случаях, когда соединение двух волноводных линий должно обеспечивать минимальный коэффициент отражения в узком частотном диапазоне. Этот тип соединения более надежен в эксплуатации, когда требуется производить частые сборки и разборки соединения. Соединение состоит (рис. 2.28) из плоского фланца и фланца 2 с кольцевой выточкой 1 дроссельной канавкой) вдоль оси волновода и проточкой в поперечной плоскости. При соединении фланцев между концами волноводов образуется зазор, замыкающийся на выточке. Кольцевая выточка образует четвертьволновую короткозамкнутую линию. Зазор между фланцами, от края волноводного отверстия до выточки, образует радиальную линию, длина которой равна  $\lambda/4$ . Участки в сумме составляют полу-волновую короткозамкнутую линию. Входное сопротивление такой линии равно нулю, и энергия высокочастотных колебаний беспрепятственно распространяется в месте соединения волноводов. Волноводы как бы идеально прилегают друг к другу.

Переходные секции в волноводах служат для изменения направления волноводного тракта и соединения волноводов с различными поперечными сечениями. Конструктивно эти секции представляют собой отрезки волноводов с фланцами на концах.

Волноводные уголки и изгибы (рис. 2.29) представляют собой нерегулярности, распределенные вдоль линии на

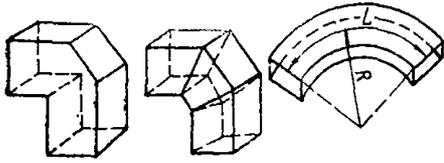


Рис. 2.29. Волноводные уголки и изгиб.

расстоянии, сравнимом с длиной волны. Такой распределенной нерегулярности можно придать форму, обеспечивающую минимальные отражения. В прямоугольном волноводе с

волной типа  $H_{10}$  уголки и радиусные изгибы могут быть выполнены как в  $E$ , так и в  $H$  плоскости. Кроме того, уголки могут быть простые и двойные. В радиусных изгибах отражение будет минимальным, если средняя длина  $L$  изогнутого участка кратна величине  $\lambda/2$ , так как в этом случае изогнутый волновод играет роль полуволновой линии, согласующей равные волновые сопротивления на входе и выходе. Создание скосов и двухуголковых изгибов имеет своей целью взаимную компенсацию отражений путем создания нескольких нерегулярностей.

Волноводные скрутки (рис. 2.30) служат для изменения направления поляризации волны. Длина скрутки, так же как и в радиусном изгибе, выбирается равной целому числу полуволн в волноводе. Для работы в широкополосных устройствах длина скрутки должна

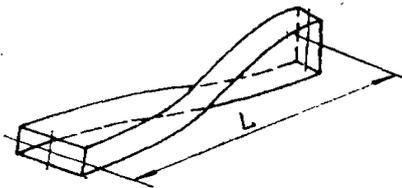


Рис. 2.30. Волноводная скрутка.

быть не менее  $(2...3) \lambda_{\text{в}}$ .

В трактах СВЧ часто возникает необходимость перехода от одного типа линии передачи к другому, например, от коаксиала к прямоугольному или круглому волноводу. Для этих целей предназначены специальные устройства, называемые переходами. Наиболее важным в переходе является элемент связи, предназначенный для извлечения энергии из одной линии передачи и возбуждения электромагнитных колебаний в другой. В зависимости от типа соединяемых линий элемент связи может иметь различные конструкторские реализации.

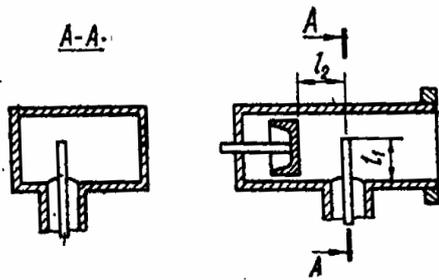


Рис. 2.31 . Коаксиально-волноводный переход.

На рис. 2.31 представлен вариант коаксиально-волноводного перехода. Он предназначен для перехода от коаксиала с волной типа Т к прямоугольному волноводу с волной  $H_{10}$ . Обычно штырь, являющийся продолжением внутреннего провода коаксиала, располагают посреди широкой стенки

волновода, а расстояние до короткозамыкающей стенки  $l_2$  берут равным четверти длины волны в волноводе.

## 2.5. Делители мощности

В трактах СВЧ широко используются делители мощности СВЧ, предназначенные для распределения в требуемом соотношении мощности источников СВЧ колебаний на несколько каналов. Различают следующие типы делителей мощности СВЧ: тройники; направленные ответвители; мостовые устройства; многоканальные делители мощности СВЧ.

Тройником называется параллельное или последовательное сочленение трех линий передачи. На эквивалентной схеме тройники отображаются в виде шестиполюсника (рис. 2.32). Матрица рассеяния шестиполюсника имеет

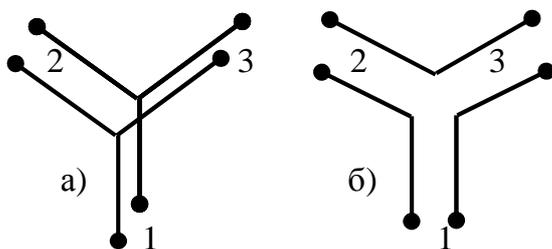


Рис. 2.32 . Эквивалентные схемы тройников.

а) параллельная, б) последовательная.

третий порядок (по числу пар клемм многополюсника или входов устройства СВЧ). Коэффициент отражения  $S_{11}$  определяется при подключении к входу 1 генератора, а к остальным – согласованных нагрузок.

В случае параллельного четырехполюсника нагрузкой эквивалентной линии, соответствующей входу 1, является параллельное соединение двух линий с волновым сопротивлением  $W$ , эквивалентных входам 2 и 3, т.е.  $S_{11} = W/2$ . Поэтому  $S_{11} = (Z_H - W)/(Z_H + W) = -1/3$ . Так как сочленение симметрично, то  $S_{22} = S_{33} = -1/3$ . По этой же причине

коэффициенты передачи из входа 1 на входы 2 и 3 равны, т.е.  $S_{21}=S_{31}$ . Поскольку рассматривается идеальный тройник без потерь, то его матрица рассеяния унитарна. Поэтому сумма квадратов модулей элементов любой строки или столбца этой матрицы равна единице, т.е.  $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 = 1$ . Учитывая сказанное, имеем  $|S_{21}| = |S_{31}| = 2/3$ . Клеммные плоскости данного устройства могут быть расположены так, чтобы все элементы первого столбца матрицы рассеяния стали действительными. Учитывая, что тройник является взаимным устройством и его матрица рассеяния симметрическая, получаем

$$|S_{\text{пар}}| = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} -1 & 2 & 2 \\ 2 & -1 & 2 \\ 2 & 2 & -1 \end{bmatrix}. \quad (2.47)$$

Рассуждая аналогично по отношению к последовательному тройнику, получим

$$|S_{\text{пос}}| = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 1 & -2 & -2 \\ -2 & 1 & -2 \\ -2 & -2 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.48)$$

Знак «минус» в коэффициентах передачи этой матрицы объясняется тем, что при возбуждении, например, входа 1 тройника на оставшихся входах напряжения оказываются противофазными.

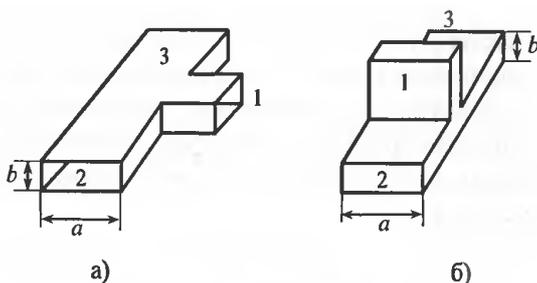


Рис. 2.33. Волноводные Т-образные тройники:  
а) в плоскости Н (параллельный),  
б) в плоскости Е (последовательный).

На рис.2.33 а) и б) показаны волноводные Т-образные тройники в Н и Е плоскостях соответственно. Обычно их выполняют таким образом, чтобы они были согласованы по входам 1. Поэтому при возбуждении этих входов мощность делится поровну между плечами 2 и 3

(входы устройства СВЧ иногда называют плечами). Поэтому  $|S_{21}|=|S_{31}|=1/\sqrt{2}$ . В Н-тройнике при этом плечи 2 и 3 возбуждаются в фазе, а в Е-тройнике – в противофазе.

Учитывая сказанное и свойство унитарности матрицы ( $|S^*||S|=|E|$ ), получаем следующие матрицы рассеяния T-образных тройников:

$$|S_H| = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -0 & \sqrt{2} & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -1 & 1 \\ \sqrt{2} & 1 & -1 \end{bmatrix}, \quad |S_E| = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -0 & \sqrt{2} & -\sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -1 & 1 \\ -\sqrt{2} & 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.49)$$

На рис.2.34 представлены тройники в коаксиальном и полосковом исполнении.

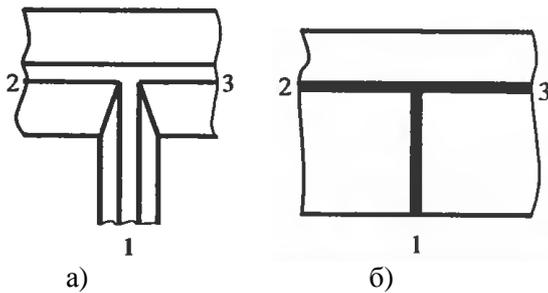


Рис.2.34 . Тройники: а) коаксиальный, б) полосковый.

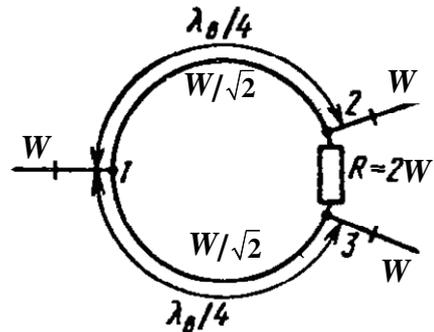


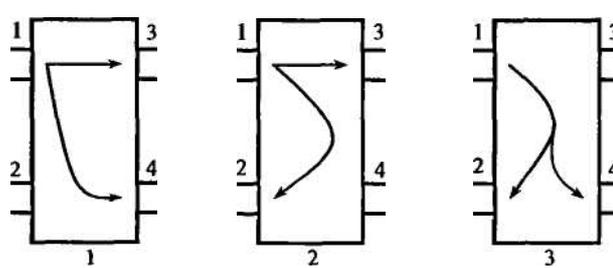
Рис. 2.35 . Кольцевой балансный делитель.

полнениях соответственно. Чтобы обеспечить согласование и развязку входов 2 и 3 шестиполусного делителя мощности, следует ввести в его схему поглощающие элементы. Наиболее распространенная схема такого делителя мощности на равные части показана на рис. 2.35 . В делителе используются параллельное разветвление линий передачи на входе 1, два четвертьволновых трансформатора с волновыми сопротивлениями  $W=W/\sqrt{2}$  и поглотитель в виде сосредоточенного сопротивления  $R = 2W$ .

Направленные ответвители представляют собой взаимные устройства СВЧ, имеющие четыре плеча. При возбуждении одного из плеч мощность делится в требуемом отношении между какими-либо двумя плечами, а четвертое плечо остается невозбужденным. На эквивалентной схеме направленный ответвитель (НО) отображается в виде восьмиполусника. В зависимости от расположения входов направленных ответвителей, между которыми делится мощность СВЧ, их разделяют на три типа: 1 тип — сонаправленные, 2 и 3 типы — противонаправленные (рис.2.36).

Из рис. 2.36 следует, что изменив нумерацию входов направленные ответвители 2 и 3 типов могут быть сведены к типу 1. Поэтому проведем ана-

лиз НО 1-го типа. Идеальные НО имеют матрицу рассеяния следующего вида:



$$|S| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \sqrt{1-C^2} & -iC \\ 0 & 0 & -iC & \sqrt{1-C^2} \\ \sqrt{1-C^2} & -iC & 0 & 0 \\ -iC & \sqrt{1-C^2} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.50)$$

Рис.2.36. Восьмиполосники, эквивалентные направленным ответвителям

где  $C$  – коэффициент связи, показывающий часть ответвляемой

мощности. Из вида матрицы  $|S|$  следует, что все входы НО согласованы ( $S_{11}=S_{22}=S_{33}=S_{44}=0$ ), входы 1 и 2, а также 3 и 4 взаимно развязаны, т.е.  $S_{21}=S_{12}=0$  и  $S_{43}=S_{34}=0$ .

При возбуждении плеча 1 фаза колебаний в плече 4 отстает на  $90^\circ$  от фазы колебания в плече 3. На это указывает отрицательная мнимая единица при коэффициенте  $C$ . Реальные НО характеризуются следующими параметрами, определяемыми в режиме возбуждения плеча 1:

переходным ослаблением  $S_{41}=10\lg(P_1/P_4)=-20\lg C$ ;

направленностью  $S_{24}=10\lg(P_4/P_2)$ ;

рабочим затуханием  $S_{31}=10\lg(P_1/P_3)$ ;

КСВН на входе, равным  $(1+|S_{11}|)/(1-|S_{11}|)$ .

Данные параметры определяются в некоторой полосе частот НО, и их численные значения лежат в пределах:  $3 < S_{41} < 60$  дБ,  $S_{24} > 20$  дБ,  $S_{31} > 0$  дБ, КСВН  $\approx 1,1$ . Самым простым НО является волноводный двухдырочный ответвитель (рис.2.37). Он представляет собой два прямоугольных волновода, в

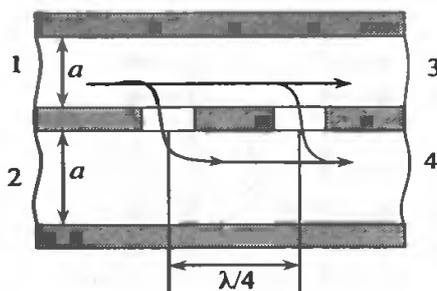


Рис. 2.37. Двухдырочный ответвитель.

общей узкой стенке которых на расстоянии  $\lambda/4$  друг от друга прорезаны два отверстия связи. При возбуждении плеча 1 мощность СВЧ в основном проходит в плечо 3, а небольшая ее часть ответвляется в плечо 4. Плечо 2 при этом

остается развязанным, т.к. волны, ответвившиеся через отверстия, расположенные на расстоянии  $\lambda/4$ , оказываются в этом плече в противофазе и гасят друг друга. Недостаток устройства – его узкополосность. Для устранения этого недостатка НО делают многодырочным. За счет этого удастся также подобрать требуемую частотную характеристику переходного ослабления.

В волноводных трактах СВЧ широкое применение нашел НО, представляющий собой два пересекающихся под прямым углом волновода, в общей широкой стенке которых на расстоянии  $a/4$  от узких стенок прорезано отверстие связи определенной формы (рис.2.38). Форма и размеры отверстий сильно влияют на величину переходного ослабления.

В НО с элементами резонансного типа (щели, крестообразные отверстия)

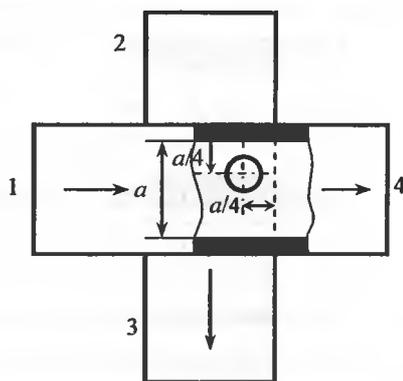


Рис. 2.38. НО на скрещенных волноводах.

удается достигнуть малых значений переходного ослабления. Принцип работы такого ответвителя основан на том, что точка прореза отверстия связи является точкой круговой поляризации вектора магнитного поля волны  $H_{10}$ . Направление вращения вектора  $\mathbf{H}$  однозначно определяет направление распространения волны  $H_{10}$  в волноводе.

Направленное ответвление мощности объясняется сохранением направления вращения вектора  $\mathbf{H}$  в верхнем и нижнем волноводах. Для уменьшения переходного ослабления в таких НО делают два диагонально расположенных крестообразных отверстия связи.

Полосковые направленные ответвители показаны на рис. 2.39.

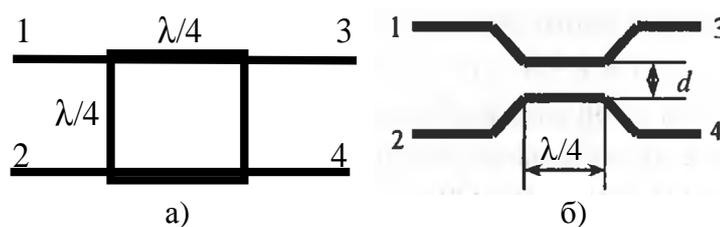


Рис. 2.39. Полосковые направленные ответвители  
а) двухшлейфовые, б) на связанных линиях.

Двухшлейфовый ответвитель (рис.2.39а) является аналогом двухдырочного волноводного ответвителя. Шлейфы длиной  $\lambda/4$  выполняют роль отверстий и расположены на расстоянии  $\lambda/4$  друг от друга. Требуемое переходное ослабление и согласование входов обеспечивается подбором волновых сопротивлений шлейфов и соединяющих их линий.

Принцип работы полоскового ответвителя на связанных линиях (рис.2.39б) заключается в том, что направленный переход из основной линии (1–3) во вторичную (2–4) осуществляется за счет электромагнитной связи между полосками. Для этого расстояние  $d$  между линиями делается достаточно малым. Величина переходного затухания в таком ответвителе зависит от зазора между линиями  $d$ . В таком НО обеспечивается распределенная по длине связь между линиями.

Мостами СВЧ называются направленные ответвители с переходным ослаблением 3 дБ. Таким образом, мост делит мощность поровну между плечами 3 и 4. Различают следующие мостовые устройства СВЧ: волноводно-щелевой мост в Н и Е плоскостях, кольцевой мост, двойной Т-мост. СВЧ мосты, являясь частным случаем НО, на эквивалентных схемах изображаются в виде восьмиполюсников.

Волноводно-щелевой мост в Н плоскости (рис.2.40а) представляет собой два прямоугольных волновода, часть общей стенки которых длиной  $l$  вырезается. В результате получается широкий прямоугольный волновод с размерами поперечного сечения  $A \times b$ . Размер  $A$  этого волновода выбирается таким образом, чтобы в нем распространялись волны  $H_{10}$  и  $H_{20}$ , т.е.  $\lambda < A < 3\lambda/2$ .

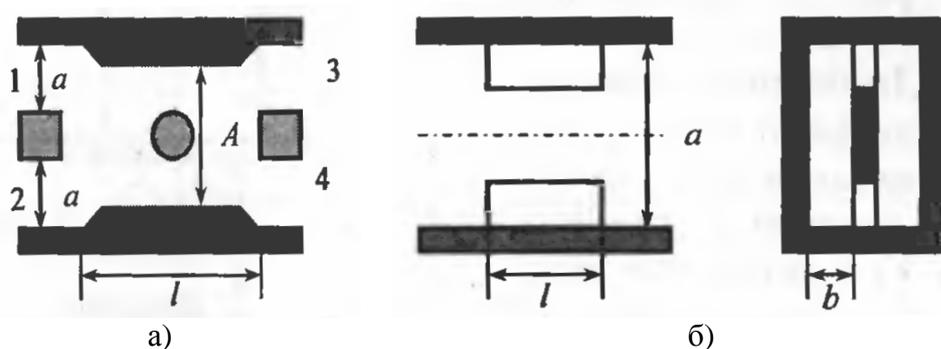


Рис.2.40. Волноводно-щелевые мосты: а) – в плоскости Н; б) – в плоскости Е.

При возбуждении плеча 1 волной  $H_{10}$  в широком волноводе возбуждаются волны  $H_{10}$  и  $H_{20}$ . Эюры поперечных составляющих электрического поля этих волн в месте возбуждения показаны на рис. 2.41.

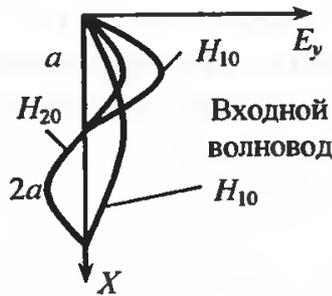


Рис. 2.41. Эюры поля волн  $H_{10}$  и  $H_{20}$  в плоскости входов 1 и 2 волноводно-щелевого моста.

Из рис. 2.41 следует, что в области входа 2 моста  $a \leq x \leq 2a$  волны  $H_{10}$  и  $H_{20}$  широкого волновода находятся в противофазе, поэтому плечо 2 оказывается развязанным. Волны  $H_{10}$  и  $H_{20}$  в широком волноводе имеют разные фазовые скорости, потому в месте расположения плеч 3 и 4 они приобретают разность фаз  $\varphi = \varphi_{10} -$

$$\varphi_{20} = k_0 l \sqrt{1 - (\lambda/2A)^2} - k_0 l \sqrt{1 - (\lambda/A)^2},$$

где  $k_0$  – волновое число среды, заполняющей волновод. Чтобы мощность разделилась поровну между плечами 3 и 4, нужно так выбрать длину  $l$ , чтобы  $\varphi = \pi/2 + n\pi$ ,  $n=0,1,2,\dots$ . Таким образом, наименьшая длина моста определяется условием

$$l = \frac{\pi}{2(k_0 \sqrt{1 - (\lambda/2A)^2} - k_0 \sqrt{1 - (\lambda/A)^2})}.$$

Аналогично работает волноводно-щелевой мост в плоскости E (рис. 2.40б). Он имеет вид двух прямоугольных волноводов, в общей широкой стенке которых прорезано два отверстия, примыкающих к узким стенкам. То есть на участке длиной  $l$  образуется прямоугольный коаксиал. В области отверстия связи возбуждаются волны T и  $H_{10}$ . Длина моста выбирается из условия обеспечения разности фаз между указанными волнами равной  $\pi/2$ :

$$l = \frac{\pi}{2k_0(1 - \sqrt{1 - (\lambda/A)^2})}.$$

Волноводно-щелевые мосты в E и H плоскостях имеют одинаковые матрицы рассеяния, а именно

$$|S| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & -i \\ 0 & 0 & -i & 1 \\ 1 & -i & 0 & 0 \\ -i & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

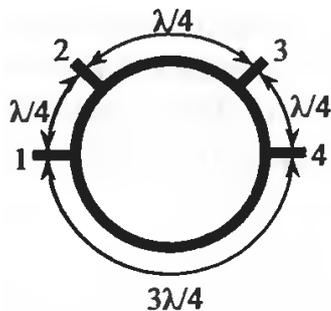


Рис. 2.42. Кольцевой мост.

Кольцевой мост представляет собой свернутую в кольцо линию передачи длиной  $3\lambda/2$ , в которую с интервалом  $\lambda/4$  включены четыре входные линии передачи – в качестве них могут быть использованы прямоугольные волноводы в Е и Н плоскостях, коаксиальный кабель, полосковая линия и т.д. Для примера на рис. 2.42 изображен полосковый кольцевой мост. При возбуждении плеча 1 в обе стороны по кольцу распространяются волны, которые в плечах 2 и 4 оказываются синфазными, а в плече 3 – противофазными. По этой причине мощность делится поровну между плечами 2 и 4, а плечо 3 оказывается развязанным. При этом плечи 2 и 4 возбуждаются противофазно, т.к. расстояние между ними по кольцу составляет  $\lambda/2$ . Согласование входов моста обеспечивается подбором волновых сопротивлений входных линий и линии кольца. При последовательном возбуждении всех плеч кольцевого моста его матрица рассеяния будет иметь вид

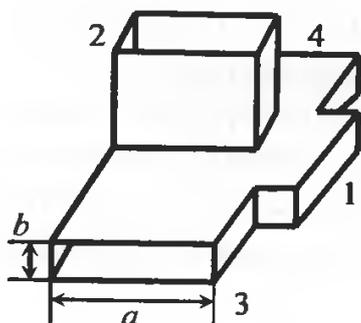


Рис. 2.43. Двойной Т-мост.

$$|S| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Двойной Т-мост является еще одним представителем волноводных мостовых устройств (рис. 2.43). Он представляет собой гибрид волноводных Е и Н тройников. При возбуждении плеча 1 мощность делится поровну между плечами 3 и 4, возбуждая их синфазно. Плечо 2 оказывается развязанным, так

как вектор электрического поля волны  $H_{10}$  плеча 1 оказывается ориентированным вдоль волновода плеча 2 и в нем возбуждаются волны типа  $E$ , которые находятся в закритическом режиме. При возбуждении плеча 2 мощность также делится поровну между плечами 3 и 4, возбуждая их, однако, в противофазе. Плечо 1 оказывается развязанным, так как вектор электрического поля волны  $H_{10}$  плеча 2 ориентирован параллельно широким стенкам волновода плеча 1 и в нем возбуждаются волны типа  $H_{0n}$  ( $n=1,2,\dots$ ), которые находятся в закритическом режиме. Учитывая взаимность данного устройства, можно составить его матрицу рассеяния:

$$|S| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Отличительная особенность двойного Т-моста в том, что он складывает в плече 1 мощности синфазных равноамплитудных источников, подключенных к плечам 3 и 4, а в плече 2 – противофазных. Поэтому на практике подобные устройства нашли применение в антенных системах моноимпульсных радиолокационных станций (РЛС) для формирования суммарно-разностных диаграмм направленности.

## 2.6. Управляющие устройства

Управляющие устройства СВЧ предназначены для изменения амплитуды, фазы или поляризации волны в тракте СВЧ. Параметры колебаний в тракте могут изменяться за счет механического перемещения его элементов. Такие управляющие устройства называются механическими. Параметры колебаний могут изменяться также при изменении свойств среды, заполняющей элементы тракта, под действием электрических сигналов. Такие управляющие устройства называются электрическими. Среда с электрически управляемыми параметрами может быть выполнена в виде полупроводниковых диодов СВЧ, подмагниченных ферритов или ионизированной плазмы.

К управляющим устройствам, изменяющим амплитуду СВЧ колебаний, относятся аттенюаторы, выключатели, коммутаторы, и ограничители мощности. К управляющим устройствам, изменяющим фазу СВЧ колебаний, относятся фазовращатели. Устройства, изменяющие плоскость поляризации проходящей волны, называются поляризаторами.

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

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

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

Поглощающие аттенюаторы используют явление значительного затухания электромагнитных волн в материалах с большим коэффициентом поглощения. Фиксированные поглощающие аттенюаторы представляют собой отрезки волноводной, коаксиальной или полосковой линии с вставками из поглощающего материала или с сосредоточенными сопротивлениями, включаемыми последовательно или параллельно линии. Подобные аттенюаторы мало искажают распределение поля в линии и тем самым обеспечивают малые величины КСВ на входах аттенюатора.

Переменные поглощающие аттенюаторы состоят из отрезка волновода

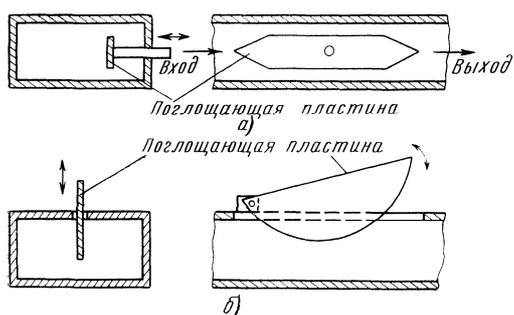


Рис. 2.44. Поглощающие волноводные аттенюаторы.

или другой передающей линии, в электромагнитном поле которой расположены поглощающие элементы, допускающие механическое перемещение. Пример упрощенной конструкции волноводного поглощающего аттенюатора показан на рис. 2.44. Внутри прямоугольного волновода с волной типа  $H_{10}$  расположена диэлектрическая пластина с нанесенным на ее поверхности поглощающим слоем. Согласование аттенюатора по входу и по выходу достигается скосами пластины на концах. Регулировка затухания достигается путем перемещения пластины внутри волновода от узкой стенки по направлению к середине широкой стенки. Наибольшее затухание достигается, когда пластина находится в центре волновода, где электрическое поле максимально. Величина затухания, получаемого с помощью подобных аттенюаторов, изменяется в пределах от 0 до 30 ..40 дБ. В коаксиальном типе аттенюатора поглощающая пластина специальной формы вводится в прорезь, расположенную по оси отрезка коаксиальной линии во внешнем и внутреннем проводниках. Необходимая величина ослабления достигается изменением глубины погружения поглощающей пластины.

Пределный аттенюатор использует явление затухания электромагнитной энергии в запределном волноводе. Амплитуда электромагнитных колебаний в этом случае уменьшается по экспоненциальному закону.

Принцип устройства пределного аттенюатора показан на рис. 2.45. В отрезок круглого волновода с диаметром, значительно меньшим критического, для всего диапазона рабочих частот с помощью коаксиальной линии вводятся возбуждающие диски (рис. 2.45,а) или петли (рис. 2.45,б). В первом случае возбуждается волна типа  $E_{01}$ , во втором – волна типа  $H_{11}$ . Затухание является линейной функцией расстояния  $l$  между возбуждающими элемента-

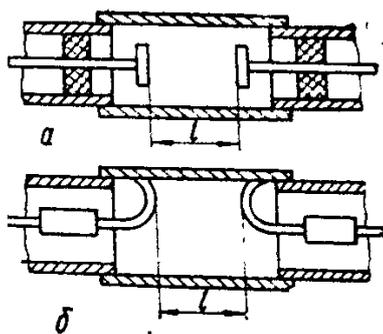


Рис. 2.45. Предельный аттенюатор.

ми, и предельный аттенюатор можно отградуировать без сравнения с образцовым.

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

Механические фазовращатели на СВЧ представляют собой отрезки волноводной,

коаксиальной или других типов линий, у которых для управления фазовым сдвигом  $\varphi$  используется изменение геометрической длины  $l$  или коэффициента фазы  $\beta$  в соответствии с уравнением  $\varphi = \beta l$ .

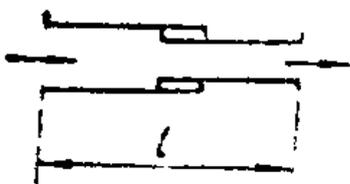


Рис. 2.46. Фазовращатель с раздвижной линией.

Фазовращатель с раздвижной линией использует изменение геометрической длины фазовращателя путем перемещения подвижной части линии относительно неподвижной (рис. 2.46).

К числу недостатков этого типа относятся трудности конструктивного изготовления и возникновение отраженной волны в местах скользящих контактов. Достоинством является возможность расчета фазового сдвига, благодаря чему отпадает необходимость в предварительной градуировке.

Диэлектрический фазовращатель в волноводных линиях по своей конструкции схож с поглощающим аттенюатором (рис. 2.44). Отличается от последнего лишь отсутствием поглощающего слоя на перемещаемой внутри волновода диэлектрической пластинке. В коаксиальных линиях диэлектрический фазовращатель имеет ножевую конструкцию подобную аттенюатору с тем же отличием – отсутствием поглощающего слоя на диэлектрической пластинке.

### Вопросы для самоконтроля

1. Как ведет себя вектор Пойнтинга неоднородной волны?
2. Что такое критическая частота линии передачи?
3. В каком случае волновое сопротивление линии передачи может превышать волновое сопротивление свободного пространства?
4. Что такое фазовая и групповая скорость в волноводе?
5. Зачем необходимо согласовывать линию передачи с нагрузкой?
6. Поясните принцип действия четвертьволнового трансформатора.
7. Как осуществляется переход от коаксиала к волноводу?
8. Какой физический смысл имеют элементы матрицы рассеяния?
9. Почему реактивный шестиполусник нельзя согласовать по всем входам?
10. Какое СВЧ устройство называется мостом?
11. Перечислите основные свойства двойного тройника.
12. Поясните принцип действия направленных ответвителей.
13. Поясните принцип действия предельного аттенюатора.
14. Почему диэлектрический фазовращатель позволяет изменять фазу волны?

### 3. ЛИНЕЙНЫЕ АНТЕННЫ

К линейным антеннам (ЛА) относят излучающие системы, малых по сравнению с длиной волны поперечных размеров, в которых направление протекания тока совпадает с осью системы. По характеру распределения тока ЛА можно разделить на два типа: антенны стоячих волн (АСВ) и антенны бегущих волн (АБВ). К первому типу относятся, например, вибраторные и щелевые антенны, а ко второму – спиральные антенны и диэлектрические стержневые.

#### 3.1. Антенны стоячей волны.

Электрическим вибратором называется излучатель электромагнитных волн в виде линейного проводника радиуса  $a$  длиной  $l_1$ . Если проводник возбуждается с одного конца, он является несимметричным вибратором (монополюсом) и обычно представляет собой штырь установленный над экраном (землей). Если проводник возбуждается в зазоре, разделяющим его на два отрезка (плечи) длиной  $l_1$  и  $l_2$  соответственно, то он является диполем. Обычно  $l_1=l_2$  и такой излучатель является симметричным вибратором. Вибраторы широко применяются как в качестве самостоятельных антенн, так и в сложных антенных системах: являются, например, элементами антенных решеток или облучателями зеркальных и линзовых антенн. Наибольшее распространение вибраторные антенны получили в КВ и УКВ диапазонах.

Для определения импедансных и направленных характеристик вибраторов достаточно знать функцию распределения тока вдоль проводника. В разделе 1.5.1 было показано, что распределение тока в отрезке провода, возбуждаемого с одного конца, т.е. в несимметричном вибраторе, описывается выражением:

$$I(z') = \frac{\mathcal{E}}{Z_1 + Z_a} \left( \cos(\gamma z') - i \frac{Z_a}{W_a} \sin(\gamma z') \right) = I_0 \left( \cos(\gamma z') - i \frac{Z_a}{W_a} \sin(\gamma z') \right),$$

где  $I_0 = \frac{\mathcal{E}}{Z_1 + Z_a}$  – ток на входе излучателя;  $\mathcal{E}$  – ЭДС источника, возбуждающего

вibrator;  $Z_1$  – импеданс источника ЭДС;  $Z_a = W_a \frac{Z_2 + iW_a \operatorname{tg}(\gamma l)}{W_a + iZ_2 \operatorname{tg}(\gamma l)}$  – входной

импеданс несимметричного вибратора, нагруженного на другом конце на импеданс  $Z_2$ ;  $W_a$  – волновое сопротивление вибратора;  $\gamma = \beta - i\alpha$  – постоянная

распространения волны тока;  $\alpha = \frac{R'}{2W_a}$  – коэффициент затухания  $\beta$  – коэффициент

фазы;  $R'$  – погонное сопротивление потерь;  $l$  – длина провода.

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

Схематическое изображение несимметричного вибратора приведено на рис. 3.1. Если вибратор не нагружен на конце ( $Z_2 \rightarrow \infty$ ), то  $Z_a = -iW_a \operatorname{ctg} \gamma l$ , тогда

ток равен

$$I(z') = I_0 \frac{\sin[\gamma(l - z')]}{\sin \gamma l}. \quad (3.1)$$

Напряженность поля, создаваемая вибратором в дальней зоне, согласно (1.18) определяется выражением

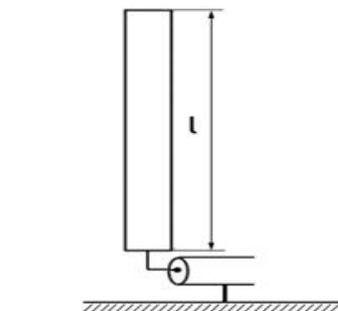
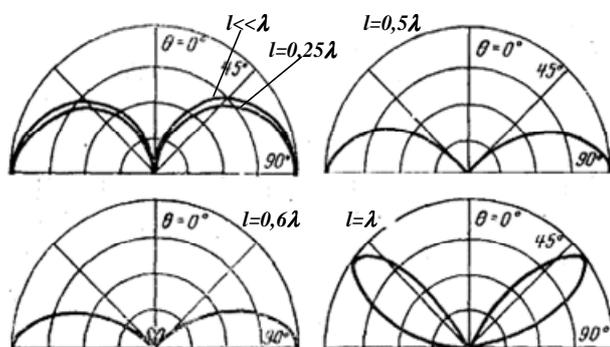


Рис. 3.1. Несимметричный вибратор (штырь).

$$E_\theta(r, \theta) = -i \frac{kW_0 I_0 \sin \theta e^{-ikr}}{4\pi r \sin \gamma l} \int_0^l \sin[\gamma(l - z')] e^{ikz' \cos \theta} dz' =$$

$$= i \frac{30I_0 e^{-ikr}}{r \sin \gamma l} \frac{\cos(kl \cos \theta - \cos kl)}{\sin \theta} = i \frac{30I_0 e^{-ikr}}{r \sin \gamma l} F(\theta).$$

Зависимость формы ДН несимметричного вибратора от его длины приведена на рис. 3.2. Действующая длина (действующая высота) несимметричного вибратора определяется по формуле



$$l_d = \frac{1 - \cos kl}{k \sin kl} \quad (3.2)$$

Для коротких вибраторов ( $l < \lambda/4$ )  $l_d = l/2$ . В этом случае сопротивление излучения можно рассчитывать по формуле Рюденберга [1]:

$$R_\Sigma = 10(kl_d)^2 \quad (3.3)$$

Рис. 3.2. ДН несимметричного вибратора для различных значений  $l/\lambda$ .

Входное сопротивление такого

вибратора приблизительно равно

$$Z_a \cong R_\Sigma - iW_a \operatorname{ctg} kl, \quad (3.4)$$

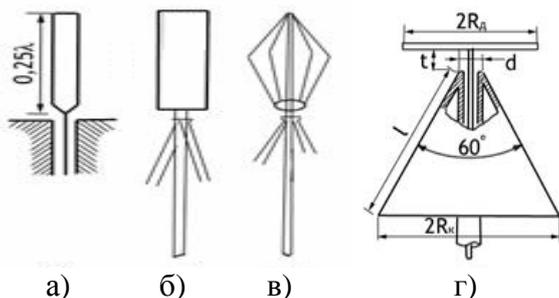
где  $W_a$  – волновое сопротивление вибратора, равное

$$W_a = 60[\ln(l/a) - 1].$$

При длине несимметричного вибратора равной  $\lambda/4$  реактивная составляющая его сопротивления близка к нулю и  $R_a \approx 36$  Ом, что обеспечивает достаточно хорошее согласование с 50-омным фидером.

Несимметричные вертикальные вибраторы требуют их установки над экраном. На низких частотах роль экрана играет хорошо проводящая земная поверхность. На СВЧ земная поверхность не является проводником, поэтому вибраторы устанавливаются над металлическим экраном противовесом в виде диска, квадрата или иной формы. Вместо сплошного рефлектора могут

использоваться противовесы в виде радиальных трубок (рис. 3.3).



Большими диапазонными свойствами обладает диско-конусная антенна (рис.3.3.г), питаемая фидером с волновым сопротивлением 50 Ом. Раз-

Рис. 3.3. Несимметричные вибраторы.

меры антенны определяются максимальной длиной волны и выбираются из

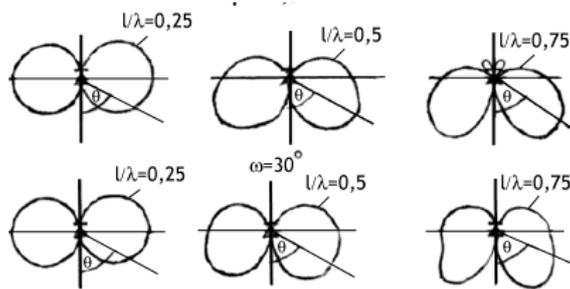


Рис. 3.4. ДН дискоконусной антенны.

условий:  $2R_k = (0,18 \dots 0,2) \lambda_{\max}$ ;

$l = (0,25 \dots 0,28) \lambda_{\max}$ . На рис.3.4 показаны

ДН дискоконусной антенны в диапазоне

частот.

Несимметричный вибратор (штырь)

используется также в качестве возбу-

дителя в переходах с коаксиальной ЛП на другие типы линий (волноводные,

полосковые). При возбуждении волны  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе по-

средством коаксиально-волноводного перехода реактивная составляющая

входного сопротивления возбуждающего штыря должна быть равна нулю со-

гласно равенству

$$\frac{l_{\text{эф}}^2 Z_c}{ab} \sin^2 \left( \frac{\pi}{a} x_0 \right) \sin \left( \frac{4\pi}{\lambda_B} l_2 \right) + X_{\text{вх}} = 0,$$

а активная составляющая входного сопротивления штыря должна быть равна

волновому сопротивлению коаксиального фидера  $W_B$  :

$$2 \frac{l_{\text{эф}}^2 Z_c}{ab} \sin^2 \left( \frac{\pi}{a} x_0 \right) \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda_B} l_2 \right) = W_B .$$

В этих формулах:  $l_{\text{эф}}$  – эффективная (действующая) высота штыря;  $Z_c$  –

характеристическое сопротивление волновода для волны основного типа;

$l_2$  – расстояние от штыря до торцевой стенки волновода;  $x_0$  – положение

штыря относительно узкой стенки волновода;  $X_{\text{вх}}$  – реактивная часть вход-

ного сопротивления штыря, находящегося в свободном пространстве. Гео-

метрическая высота штыря  $l_1$  в волноводе приближённо определяется по

формуле для штыря в свободном пространстве после подстановки в неё зна-

чения  $l_{\text{эф}}$ , найденного из (3.6) для штыря в волноводе.

Симметричный вибратор состоит из двух одинаковых по размерам

и форме проводников (рис. 3.5), между которыми включается генератор вы-

сокой частоты (часто эти проводники называются плечами). Как было показано в разделе 1.5 закон распределения тока в симметричном вибраторе близок к синусоидальному

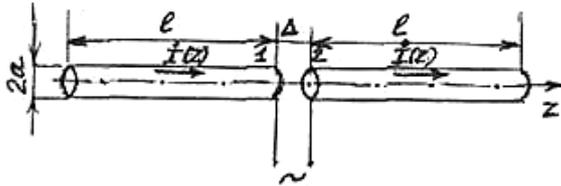


Рис. 3.5. Симметричный вибратор.

$$I(z) = I_0 \frac{\sin[\gamma(l - |z|)]}{\sin \gamma l}. \quad (3.5)$$

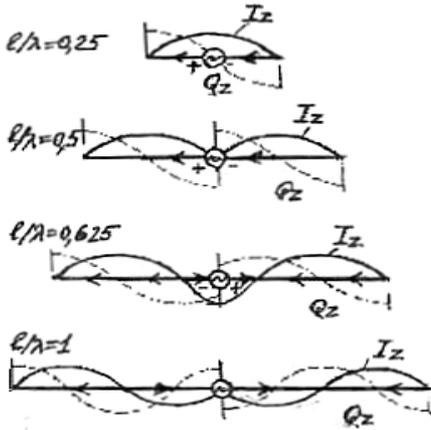


Рис. 3.6. Распределение тока и заряда на вибраторах разной длины

На рис. 3.6 показаны зависимости распределения тока от длины вибратора в предположении, что  $\beta \approx k$ ,  $\alpha = 0$ . При расчете характеристик направленности такое приближение вполне допустимо, однако при расчете входного импеданса необходимо учитывать потери на излучение, которые могут существенно превышать омические потери в проводе. Если потери

на излучение не учитывать, то при длине плеча кратной половине длины волны входное сопротивление вибратора

$$Z_A = -iW_a \operatorname{ctg} \gamma l \quad (3.6)$$

стремится к бесконечности.

Потери на излучение можно характеризовать сопротивлением излучения  $R_\Sigma$ , которое определяется исходя из того, что излученная мощность  $P_\Sigma$  равна мощности  $P = R_\Sigma |I_{\max}|^2 / 2$ , затраченной на излучение. Тогда сопротивление излучения, отнесенное к пучности тока, равно

$$R_{\Sigma \max} = \frac{2P_\Sigma}{|I_{\max}|^2} = \frac{r^2}{W_0 |I_{\max}|^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi |E_\theta|^2 \sin \theta d\theta. \quad (3.7)$$

Учитывая, что  $I_{\max} = I_0 / \sin \gamma l$ , при  $\gamma \cong k$  для напряженности поля в дальней зоне имеем:

$$E_\theta = i \frac{I_{\max} W_0 k \sin \theta e^{-ikr}}{4\pi r} \left\{ \int_0^l \sin[\gamma(l - z')] e^{ikz' \cos \theta} dz' + \int_{-l}^0 \sin[\gamma(l + z')] e^{ikz' \cos \theta} dz' \right\} =$$

$$= i \frac{W_0 I_{\max}}{2\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos \gamma l}{\sin \theta}. \quad (3.7)$$

Из формулы (3.7) видно, что:

- поле имеет характер сферических волн с центром в середине вибратора, т.е. фазовый центр вибратора совпадает с его геометрическим центром;
- от координаты  $\varphi$  поле не зависит;
- в направлении оси диполя ( $\theta=0, \pi$ ) поле излучения равно нулю;
- форма ДН в меридианной плоскости зависит от электрической длины вибратора. ДН имеет максимум при  $\theta=\pi/2$  пока  $2l < 1,25\lambda$ .

Нормированная диаграмма направленности в этом случае равна

$$F(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos \gamma l}{(1 - \cos \gamma l) \sin \theta}, \quad 2l < 1,25\lambda. \quad (3.9)$$

В азимутальной плоскости  $F(\varphi) = 1$ . При  $2l > 1,25\lambda$  направление максимума смещается и необходимо сначала определить направление  $\theta_{\max_x}$ , а затем провести нормировку. Для очень коротких вибраторов ( $kl \ll 1$ ) имеем  $F(\theta) = \sin \theta$ , что совпадает с ДН диполя Герца. Для полуволнового вибратора ( $kl = \pi/2$ ) получаем:

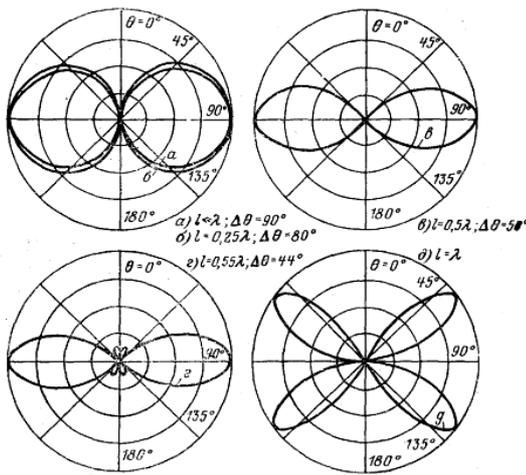


Рис. 3.7. Диаграммы направленности симметричного вибратора.

$$F_{\theta}(\theta) = \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \theta)}{\sin \theta}, \quad 2l = 0,5\lambda. \quad (3.10)$$

Диаграммы направленности симметричного вибратора для ряда значений его волновых размеров приведены на рис. 3.7.

Эффективная или действующая длина тонкого симметричного вибратора находится интегрированием

распределения тока по его длине. Относительно входа имеем

$$l_{\text{эф}} = \frac{1}{I_0} \left[ \int_0^l I_0 \sin[k(l-z')] \frac{dz'}{\sin kl} + \int_{-l}^0 I_0 \sin[k(l+z')] \frac{dz'}{\sin kl} \right] = \frac{2}{k} \left( \frac{1 - \cos kl}{\sin kl} \right). \quad (3.11)$$

Отсюда для полуволнового вибратора ( $2l = \lambda/2$ ) действующая длина равна

$$l_{\text{эф}} = \lambda/\pi. \quad (3.12)$$

Для волнового вибратора ( $2l = \lambda$ ) действующая длина будет в 2 раза больше.

Для короткого вибратора ( $kl \ll 1$ ) с треугольным распределением тока получаем  $l_{\text{эф}} = 0,5 \cdot 2l$ , т.е. эффективная длина короткого вибратора равна половине его геометрической длины.

Для КНД в направлении максимума излучения ( $\theta = 90^\circ$ ) при  $2l < 1,25\lambda$  имеем

$$D_0 = \frac{W_0}{\pi R_{\Sigma \max}} (1 - \cos kl)^2. \quad (3.13)$$

Для полуволнового вибратора  $D_0 \approx 1,64$ .

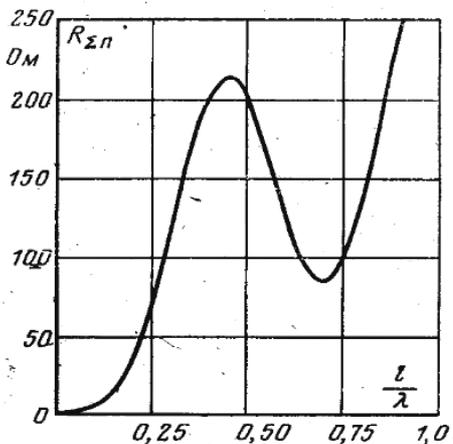


Рис. 3.3. Сопротивление излучения симметричного вибратора.

Сопротивление излучения симметричного вибратора при  $2l \geq \lambda/2$  принято относить к току в максимуме. Подставив в (3.7) значение  $E_\theta$  из формулы (3.8), получим

$$R_{\Sigma \max} = \frac{W_0}{2\pi_0} \int_0^\pi [\cos(kl \cos \theta) - \cos kl]^2 \frac{d\theta}{\sin \theta}$$

График зависимости  $R_{\Sigma \max}(kl)$  приведён на рис. 3.3 и имеет характерные точки: для

полуволнового ( $2l = 0,5\lambda$ ) вибратора  $R_{\Sigma \max} \approx 73,1 \text{ Ом}$ ; для волнового ( $2l = \lambda$ ) вибратора  $R_{\Sigma \max} \approx 200 \text{ Ом}$ .

При  $2l < \lambda/2$ , когда максимум функции распределения тока в пределах вибратора не достигается, сопротивление излучения относят к току на его входе. Для пересчета сопротивления излучения из одного сечения в другое исполь-

зудается связь  $I_{ex} = I_{max} \sin kl$  и условие баланса мощностей  $I_{max}^2 R_{\Sigma max} = I_{ex}^2 R_{ex}$ .

Тогда

$$R_{\Sigma ex} = R_{\Sigma max} / \sin^2 kl. \quad (3.16)$$

Для вибратора длиной  $2l \leq \lambda/2$ , находящегося в воздушной среде, сопротивление излучения, отнесенное к току в точках питания, можно определить по формуле Рюденберга

$$R_{\Sigma ex} = 20(kl_{эф})^2 \approx 800(l_{эф} / \lambda)^2, \text{ Ом.} \quad (3.17)$$

Входное сопротивление симметричного вибратора рассчитывается по формуле  $Z_{вх} = -iW_\epsilon \text{ctg} \gamma l$ , где  $W_\epsilon$  – волновое сопротивление вибратора;

$\gamma = \beta - i\alpha$  – постоянная распространения волны тока. При наличии потерь

$$\gamma = k \sqrt{1 - i \frac{R'_\Sigma}{W_{0a} k}} = k \sqrt{1 - i \frac{2\alpha}{k}} \quad \text{и} \quad W_\epsilon = W_{0a} \sqrt{1 - i \frac{R'_\Sigma}{W_{0a} k}} = W_{0a} \sqrt{1 - i \frac{2\alpha}{k}}$$

становятся комплексными величинами, где  $k$  – волновое число среды, в которой расположен диполь,  $R'_\Sigma$  – погонное сопротивление потерь на излучение,  $W_{0a}$  – волновое сопротивление диполя без учета потерь,  $\alpha = R'_\Sigma / 2W_{0a}$  – коэффициент затухания. Обычно  $\alpha \ll k$ , тогда  $\beta \cong k + \alpha^2 / 2k + \dots$

Увеличение  $\beta$  означает, что скорость волны тока вследствие потерь становится меньше скорости света.

При расчете погонного сопротивления потерь  $R'_\Sigma$  исходим из того, что излученная мощность равна мощности, теряемой волной тока на излучение

$$P_\Sigma = \frac{I_{max}^2 R_\Sigma}{2} = 2 \int_0^l \frac{|I(z)|^2}{2} R'_\Sigma dz$$

Полагая, что  $R'_\Sigma$  равномерно распределено вдоль провода, имеем:

$$R'_\Sigma = \frac{R_{\Sigma max}}{l \left( 1 - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta l} \right)}.$$

С учетом этого получаем следующее выражение для входного импеданса диполя

$$Z_{\text{BX}} = -iW_{0a} \left( 1 - i \frac{\alpha}{k} \right) \text{ctg}[l(\beta - i\alpha)]. \quad (3.18)$$

При небольших потерях, что обычно имеет место, это выражение можно привести к виду:

$$Z_{\text{BX}} \approx \frac{R_{\Sigma\Pi} - iW_g \cos kl \cdot \sin kl}{(R_{\Sigma\Pi}/W_g)^2 + \sin^2 kl}.$$

При расчете волнового сопротивления коротких вибраторов ( $2l \leq \lambda/2$ ) обычно используют формулу

$$W_{0a} = 120[\ln(l/a) - 1]. \quad (3.19)$$

Для длинных вибраторов волновое сопротивление рассчитывают по формуле

$$W_{0a} = 120[\ln(\lambda/\pi a) - 0,577] \quad (3.20)$$

Зависимость входного импеданса симметричных вибраторов с различными радиусами от электрической длины их плеч приведены на рис. 3.4. Эти

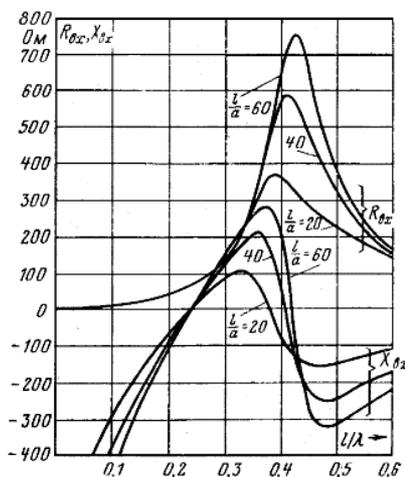


Рис. 3.4. Входной импеданс симметричного электрического вибратора.

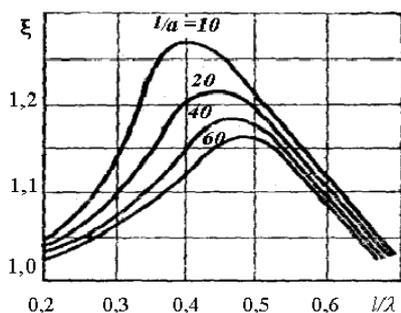


Рис. 3.5 Коэффициент укорочения волны в симметричном вибраторе.

результаты показывают, что частотная зависимость  $Z_{\text{BX}}$  уменьшается при увеличении поперечных размеров вибраторов. При этом резонансные частоты, на которых  $X_{\text{BX}} = 0$  смещаются вниз по диапазону, т.е. резонансы наступают не строго при  $2l = m \lambda/2$ , а раньше из-за так называемого эффекта укорочения вибратора. Укорочение плеча симметричного вибратора, необходимое для его настройки в резонанс, рассчитывается по формуле

$$\Delta l = (1 - 1/\xi)0,25l, \quad (3.21)$$

где  $\xi = \beta/k$  – коэффициент укорочения волны в вибраторе, который можно найти из графика рис. 3.5. В случае полуволно-

вого вибратора укорочение плеча составляет  $\Delta l \approx 6,8\lambda/W_g$ .

Известно несколько конкретных значений  $Z_{ex}$ : для ненастроенного полуволнового вибратора  $Z_{ex} \approx (731+i425)$  Ом;

для электрически коротких вибраторов  $Z_{ex} \approx \frac{W}{6\pi}(kl)^2 - iw_g ctgkl$ ; для резонансных вибраторов длиной  $2l = m\lambda$ ,  $m = 1,2,3,\dots$ , без учета эффекта укорочения  $R_{ex} \approx W_g^2/R_{\Sigma\Pi}$ .

Настройку вибраторов в резонанс можно осуществлять посредством включения реактивных элементов. На низких частотах – это удлиняющая индуктивность и укорачивающая емкость. На СВЧ – это последовательные и параллельные шлейфы. Необходимо знать, что элементы настройки не влияют на вид распределения тока, поэтому характеристики излучения остаются неизменными. Существенное влияние на распределение тока и характеристики излучения оказывает место включения в антенну нагрузки (генератора или приемника), исключая случай полуволнового вибратора.

### 3.2. Конструкции вибраторных антенн и способы их возбуждения

На УКВ и СВЧ вибраторы выполняются из трубок или стержней. Рассмотрим симметричный полуволновой вибратор, как наиболее распространенный. Самая простая схема его возбуждения при помощи симметричной двухпроводной линии с противофазными токами в проводниках (рис. 3.6).

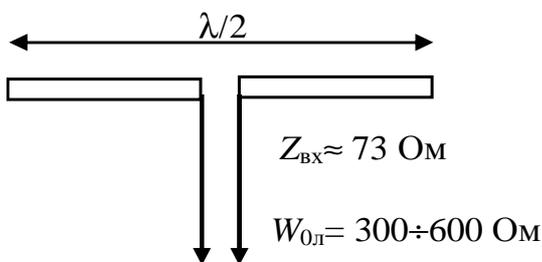


Рис. 3.6. Полуволновый симметричный вибратор

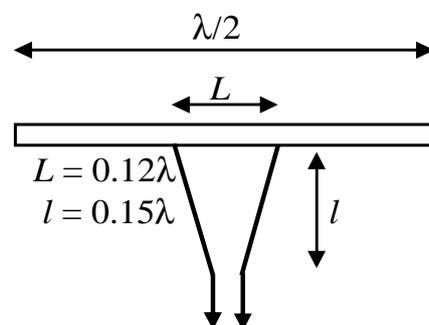


Рис. 3.7. Вибратор с шунтовым питанием

Из-за большой разницы между  $R_{ex}$  и  $W_{0л}$  в линии устанавливается режим с КСВ  $\sim 5 \dots 7$ . Поэтому требуется согласование или настройка на режим бегущей волны.

Более широкополосной является схема с шунтовым питанием (рис. 3.7). Подбирая размеры  $L$  и  $l$  шунта удается в линии получить без дополнительных элементов настройки режим, близкий к режиму бегущей волны. Преимущество такой схемы еще и в том, что в середине вибратора образуется узел напряжения, что дает возможность крепить вибратор к опоре без изоляторов.

Для повышения  $R_{ex}$  вибратор делают петлеобразным. Он получил названия вибратора Пистолькорса (рис. 3.8). Расстояние между параллельными проводниками по сравнению с  $\lambda$  мало и токи в них оказываются синфазными (за счет длины вибратора, равной  $\lambda/2$ , и смене направления тока на противоположное во второй ветви) с максимумами в центре. ДН совпадает с ДН линейного вибратора. Входное сопротивление  $R_{ex2}$  однопетлевого вибратора связано с входным сопротивлением  $R_{ex1}$  линейного вибратора соотношением  $R_{ex2} = 4R_{ex1} \approx 4 \cdot 73 = 292, \text{ Ом}$ . Это значение близко к значению волновых сопротивлений стандартных двухпроводных ЛП, поэтому согласующие устройства не требуются. На рис. 3.9 показан петлеобразный вибратор Пистолькорса с шунтом, образованным короткозамыкающими перемычками. Подбирая длину шунта  $l_{ш}$  и соотношения между диаметрами, можно согласовать  $R_{ex}$  с  $W_e$  в значительной полосе частот.

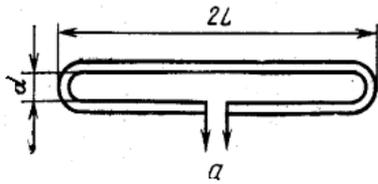


Рис. 3.8. Петлеобразный вибратор Пистолькорса  
*a* - однопетлевой, *б* – двухпетлевой

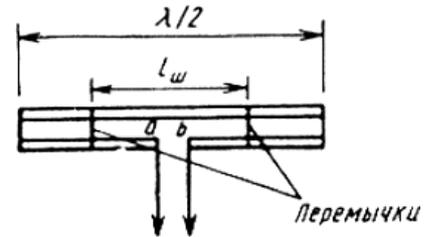


Рис. 3.9. Вибратор Пистолькорса с шунтом

На УКВ вибраторы обычно возбуждаются посредством коаксиального кабеля, который является несимметричной линией (относительно точки с нулевым потенциалом). Токи на оплетке и на внутреннем проводнике имеют одинаковые направления. Поэтому необходимо использовать симметрирующие устройства, которые позволяют запитать симметричную нагрузку посредством несимметричной линии, например коаксиальной. Простейшим симметрирующим устройством является полуволновой отрезок коаксиальной линии, включенный в одно из плеч симметричной нагрузки, или так называемое *U*-колени. Схемы питания линейного и петлеобразного вибраторов посредством *U*-колени показаны на рис. 3.10 и 3.11.

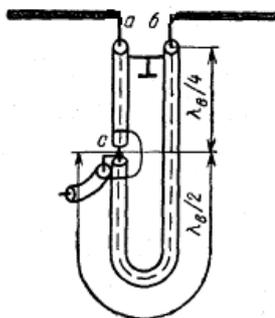


Рис. 3.10. Схема питания линейного вибратора.

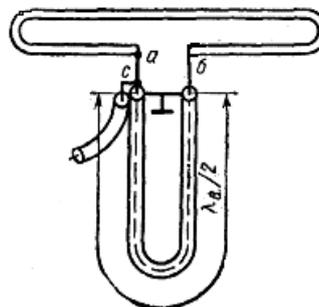


Рис. 3.11. Схема питания петлеобразного вибратора.

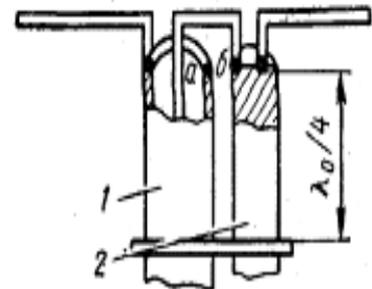


Рис. 3.12. Схема питания вибратора посредством симметрирующей приставки.

Входное сопротивление *U*-колени равно сопротивлению двух параллельно включенных сопротивлений  $R_{ex}/2$ , равных половине входного сопротивления вибратора, т.е.

$$\frac{1}{R_{ex}^U} = \left( \frac{2}{R_{ex}} + \frac{2}{R_{ex}} \right) = \frac{4}{R_{ex}}, \quad R_{ex}^U = \frac{R_{ex}}{4} \cong W_{\delta}.$$

Поэтому входное сопротивление *U*-колени, равное  $W_{\delta}$ , в четыре раза меньше входного сопротивления вибратора. Именно так возбуждается петлеобразный

вибратор с  $R_{\text{ex}} \approx 300$  Ом посредством 75-омного коаксиального кабеля без применения согласующих устройств. Для возбуждения этим же кабелем линейного вибратора с  $R_{\text{ex}} \approx 73$  Ом требуется применение согласующих устройств, например четвертьволнового трансформатора. Очевидно, что  $U$ -колени, имеющие фиксированную длину, являются узкополосным устройством.

Более широкополосным является так называемое мостиковое устройство или симметрирующая приставка (рис.3.12). В этой конструкции к вибратору присоединяются две трубки с перемычкой, образующие четвертьволновый короткозамкнутый шлейф. Через одну из трубок (1) пропускается коаксиальный кабель, оплетка которого с ней соединяется, а внутренний проводник кабеля соединяется с другой трубкой (2). Получается симметрирующее устройство. Параллельно включенный короткозамкнутый шлейф компенсирует реактивную составляющую входного сопротивления вибратора и тем самым расширяет полосу согласования.

В сантиметровом диапазоне длин волн возбуждение симметричных вибраторов часто осуществляется посредством коаксиального волновода, а не кабеля, который в этом диапазоне имеет большие потери. Схемы питания и симметрирования аналогичны.

Несимметричный вертикальный вибратор широко применяется в диапазонах ДВ и СВ и конструктивно представляет собой мачту с оттяжками (изолированными от мачты) для ее поддержания. Несимметричные вертикальные

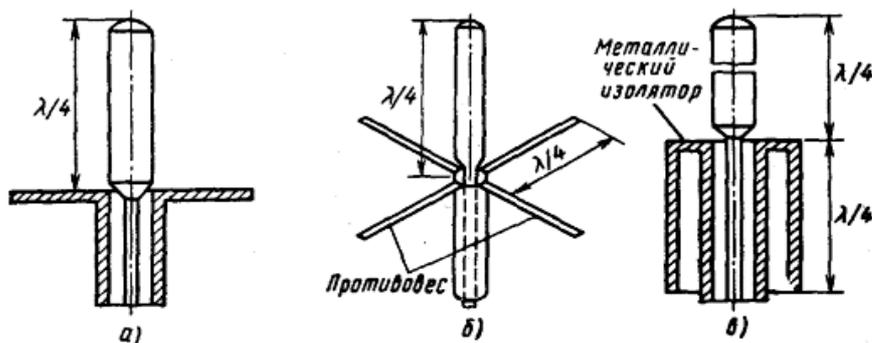


Рис. 3.13. Способы возбуждения несимметричных вибраторов.

вибраторы требуют их установки над экраном. На низких частотах роль экрана играет хорошо проводящая земная поверхность. На СВЧ земная поверхность не является проводником, поэтому вибраторы устанавливаются над металлическим экраном (рефлектором) в виде диска, квадрата или иной формы (рис. 3.13,а). Вместо сплошного рефлектора могут использоваться сетчатые или рефлекторы (противовесы) в виде радиальных трубок (рис. 3.13,б). В конструкции вибратора на рис. 3.13,в роль рефлектора играет так называемый четвертьволновый стакан. Во всех случаях экран соединяется с внешним проводником коаксиального волновода или с оплеткой коаксиального кабеля.

Расчет характеристик излучения несимметричных вибраторов может быть проведен по формулам, полученным для симметричных вибраторов, если предположить размеры экрана бесконечными и использовать метод зеркальных изображений. Если экран затем мысленно убрать, то несимметричный вертикальный вибратор вместе со своим изображением будет представлять симметричный вибратор. Конечность экрана оказывает влияние на характеристики вибратора. Входной импеданс слабо зависит от электрических размеров экрана, а характеристики излучения – сильно. Конечность экрана приводит к изрезанности ДН и отклонению максимума излучения от бокового направления. Угол максимума излучения определяется по формуле

$$\theta_{\max} \approx \arcsin(1 - 3\lambda/8d), \quad (3.22)$$

где  $d$  – размер экрана.

Вместо эффективной длины для несимметричных вибраторов вводят эффективную высоту  $h_{эф} = l_{эф}/2$ . Несимметричные вибраторные антенны, если их размеры малы, работают в режиме, далеком от резонанса, поэтому их входное сопротивление является комплексным с ёмкостным характером реактивной и небольшим значением активной составляющей.

На высоких частотах несимметричные вибраторы чаще всего применяются в качестве бортовых антенн различных транспортных средств, включая летательные аппараты. С целью уменьшения аэродинамического сопротивления они имеют эллиптическое поперечное сечение и наклонное положение по отношению к корпусу носителя.

Полуволновой укороченный (настроенный в резонанс) вибратор имеет относительную полосу пропускания по входному сопротивлению

$$\Delta f / f_{cp} \cong 4R_{ex} / \pi W_g, \quad (3.23)$$

где  $W_g$  определяется по формулам (3.19) или (3.20). Как следует из (3.23), для расширения полосы необходимо увеличивать входное сопротивление  $R_{ex}$  и уменьшать волновое сопротивление  $W_g$ . Необходимо также компенсировать изменение реактивной составляющей  $X_{ex}$  при изменении частоты.

Из формул (3.19), (3.20) следует, что для уменьшения  $W_g$  надо увеличивать поперечные размеры (радиус) вибратора. С этой целью плечи вибраторов выполняют в виде “толстых” цилиндров или конусов. Однако с увеличением радиуса возрастают торцевые емкости. Для их снижения концы вибраторов делают коническими или полусферическими, что одновременно улучшает согласование. Плечи вибраторов могут быть также в виде плоских секторов различной формы (рис. 3.14). У вибраторов с пониженным волновым сопротивлением более плавное изменения  $R_{ex}$  с частотой.

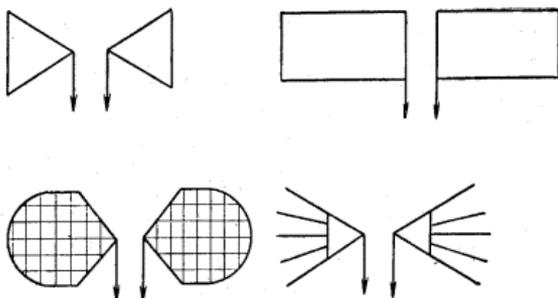


Рис. 3.14. Вибраторы с пониженным волновым сопротивлением

В метровом диапазоне для уменьшения веса и парусности вибраторы выполняют из отдельных проводников, расположенных по образующей цилиндрической поверхности (рис. 3.15). Последняя конструкция, разработанная применительно к диа-

пазону коротких волн, называется вибратором Надененко. Сокращенно эта

антенна обозначается как ВГД  $\frac{l}{h}a$  – вибратор горизонтальный диапазонный, где  $l$  – длина плеча,  $a$  – радиус плеч вибратора,  $h$  – высота его подвеса. как ВГ  $\frac{l}{h}$  – вибратор горизонтальный. Все значения берутся в метрах.

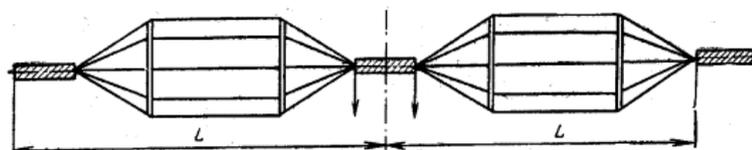


Рис. 3.15. Вибратор Надененко

Обычный вибратор, выполненный из сплошного проводника, обозначается

Наибольшее распространение получили полуволновые ( $2l = \lambda/2$ ) симметричные вибраторы. Собственная (резонансная) длина волны такого вибратора, определяемая из условия обращения в нуль реактивной составляющей его входного сопротивления, без учета эффекта укорочения равна

$$\lambda_0 = 4l. \quad (3.24)$$

Волновые сопротивления полуволновых горизонтальных вибраторов могут быть найдены по формулам:

для антенны ВГ

$$W_g = 120 \ln(0,175\lambda_0/a) \text{ Ом}, \quad (3.25)$$

где  $a$  – радиус плеч вибратора;

для антенны ВГД

$$W_g = 120 \ln(0,175\lambda_0/a_{\text{эк}}) \text{ Ом}, \quad (3.26)$$

где  $a_{\text{эк}}$  – эквивалентный радиус плеч вибратора, определяемый по формуле

$$a_{\text{эк}} = a \sqrt[N]{Nr_0/a}. \quad (3.27)$$

В (3.25)  $a$  – радиус цилиндрической поверхности, образующей плечи вибратора;  $r_0$  – радиус проводов;  $N$  – число проводов на цилиндрической поверхности вибратора. Если известен эквивалентный радиус  $a_{\text{эк}}$  и необходимо

определить соответствующий ему радиус  $a$  цилиндрической поверхности, образующей плечи вибратора, то пользуются формулой

$$a = \sqrt[N-1]{a_{\text{экв}}^N / (Nr_0)}. \quad (3.28)$$

Остальные параметры для антенны ВГД можно рассчитать по формулам:

относительная ширина полосы рабочих частот (в процентах)

$$\frac{2\Delta f}{f_{cp}} = 200 \left( 1 - 0,64 \arctg \frac{w_e}{73,1} \right); \quad (3.29)$$

добротность

$$Q \approx 0,011 w_e; \quad (3.30)$$

входное сопротивление

$$R_{\text{вх}} \approx W_e^2 / 73,1 \text{ Ом}. \quad (3.31)$$

Биконический вибратор, образованный двумя обращенными друг к другу вершинами металлическими конусами, является широкополосным как по входному сопротивлению, так и по форме диаграммы направленности. Для него

$$W_e = 120 \ln[\text{ctg}(\gamma/2)], \quad (3.32)$$

где  $\gamma$  – половина угла при вершине конуса. Наиболее диапазонными в смысле сохранения формы ДН являются вибраторы с углами раскрытия  $30^\circ \leq \gamma \leq 45^\circ$ . На рис. 3.16 приведены зависимости активной (сплошная линия) и реактивной (пунктир) составляющих входного импеданса антенны от электрической длины  $ka$  ее плеч. Штрих-пунктиром показано волновое сопротивление соответствующей биконической линии ( $ka \rightarrow \infty$ ). Точками на рис. 3.16 нанесены экспериментальные результаты.

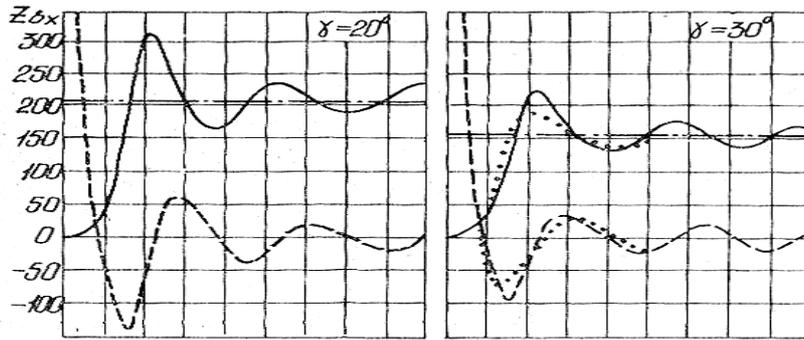


Рис. 3.16. Входной импеданс симметричной биконической антенны при противофазном возбуждении плеч.

К вибраторам с более высоким значением входного сопротивления относятся петлеобразные вибраторы. Ветвей может быть несколько. Для петлеобразного вибратора из  $N$  ветвей имеет место соотношение

$$R_{exN} = N^2 R_{ex1}, \quad (3.33)$$

где  $R_{ex1}$  – входное сопротивление одной ветви в виде линейного вибратора.

Соотношение (3.33) вытекает из формулы  $P_{ex} = 0,5|I|^2 R_{ex}$ . Действительно, если ток разветвляется на  $N$  ветвей и если эти ветви одинаковы, то амплитуда тока в каждой ветви равна  $|I_1| = |I|/N$ . Тогда при неизменной подводимой мощности  $P_{ex} = const$  входное сопротивление  $R_{ex}$  должно возрастать пропорционально  $N^2$ . Из условия равенства мощностей, подводимых к петлеобразному и линейному вибраторам, и следует формула (3.33).

У полуволновых вибраторов компенсация  $X_{ex}$  может осуществляться посредством включенного параллельно четвертьволнового короткозамкнутого шлейфа, который также называется шунтом. Некоторые конструкции симметричных вибраторов с шунтовым питанием уже были рассмотрены.

На рис. 3.17,а показана конструкция несимметричного петлеобразного вибратора с шунтом. Один конец вибратора замкнут на экран. Шунт приводит к увеличению эквивалентной толщины вибратора, что дает уменьшение  $W_6$  и расширение частотного диапазона. Несимметричный вибратор с поднятой точкой питания изображен на рис.3.17,б. Ёмкостная реактивная часть входного сопротивления антенны в точках  $a$  и  $b$  (разомкнутый на

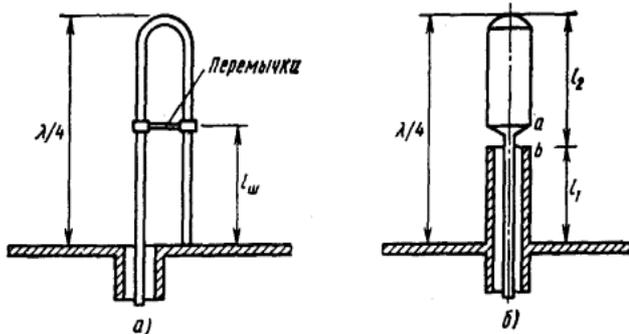


Рис. 3.17. Несимметричные вибраторы с расширенной полосой частот.

конце отрезок линии длиной  $l_2 < \lambda/4$ ) компенсируется последовательно включенным с ним (относительно земли) индуктивным сопротивлением нижней части вибратора (короткозамкнутый отрезок линии длиной  $l_1 < \lambda/4$ ). Подбирая диаметр вибратора и размеры  $l_1$  и  $l_2$ , можно получить (10...15) % полосу пропускания антенны.

### 3.3. Щелевые антенны

Щелевая антенна представляет собой отверстие, прорезанное в металлической поверхности и возбуждаемое каким либо источником. Источник создает на краях щели переменное напряжение. Если щель узкая, то напряжение вдоль нее имеет синусоидальное распределение, которое на концах щели должно обращаться в нуль. Обычно используются узкие щели с размерами  $d/\lambda = 0,03...0,05$  и  $2l/\lambda \leq 0,5$ , где  $d$  - ширина щели,  $2l$  - ее длина. Переменное электрическое поле щели является источником электромагнитных колебаний.

Щель, излучающая в обе стороны, называется двусторонней. Обычно применяются односторонние щели. Для формирования однонаправленного излучения щель выполняется в одной из стенок волновода или объемного резонатора. Щели бывают также

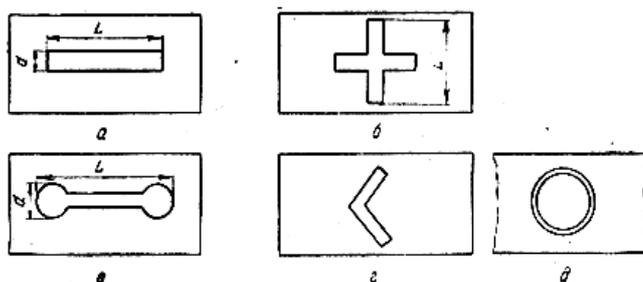


Рис. 3.18. Формы щелей.

разной конфигурации: прямоугольные, крестообразные, гантельные, уголковые, кольцевые (см. рис. 3.18) и другие.

Метод расчета щелевых

антенн основывается на использовании принципа двойственности, который постулирует взаимозаменяемость электрического и магнитного полей и позволяет по известным характеристикам электрического вибратора находить соответствующие характеристики магнитного вибратора (щели) при их одинаковых электрических размерах и конфигурациях. В соответствии с этим принципом выполняют взаимные замены

$$I^e \leftrightarrow -I^m, w \leftrightarrow -1/w, \mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{H}.$$

В случае тонкой линейной двусторонней щели длиной  $2l$ , прорезанной в бесконечно протяженном плоском экране, можно записать

$$\begin{aligned} H_{\theta} &= \frac{U_{щ}}{\pi w} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}, \\ E_{\varphi} &= -wH_{\theta}, \end{aligned} \quad (3.34)$$

где  $U_{щ}$  – напряжение на щели.

Сопоставляя (3.7) с (3.34) замечаем, что обе антенны, вибраторная и щелевая, имеют одинаковые ДН, только плоскости поляризации у них развернуты на угол  $90^{\circ}$  друг относительно друга, поскольку в первом случае присутствует компонента поля  $E_{\theta}$ , во втором  $E_{\varphi}$ .

Для щелевой антенны вместо входного импеданса вводят входную проводимость  $Y_{щ}$ . Выражение для нее найдем, приравняв компоненты напряженности электрических полей вибратора  $E_{\theta}$  и щели  $E_{\varphi}$ . Получим связь

$$U_{щ} = -\frac{1}{2} W_0 I_{\max} \quad (3.35)$$

При выполнении этого соотношения будут равны и мощности излучения, из равенства которых следует

$$I_{\max}^2 R_{\Sigma \max} = U_{щ}^2 G_{\Sigma щ}.$$

Учтя (3.54), перепишем

$$G_{\Sigma щ} = 4R_{\Sigma \max} / W^2. \quad (3.36)$$

Обобщив эту запись на полную мощность, получим связь комплексной входной проводимости щелевой антенны и входного импеданса электрического вибратора

$$Y_{ex.щ} = 4Z_{ex} / W^2. \quad (3.37)$$

Для односторонней щели проводимость будет в два раза меньше, так как для полупространства в два раза будет меньше полная мощность.

Эквивалентное волновое сопротивление полуволнового щелевого вибратора в свободном пространстве определяется по формуле

$$W_{щ} \approx 120 \ln(0,71\lambda / b). \quad (3.38)$$

Укорочение полуволновой щели, необходимое для настройки ее в резонанс, равно

$$2\Delta l \approx 13,6\lambda / W_{щ}. \quad (3.39)$$

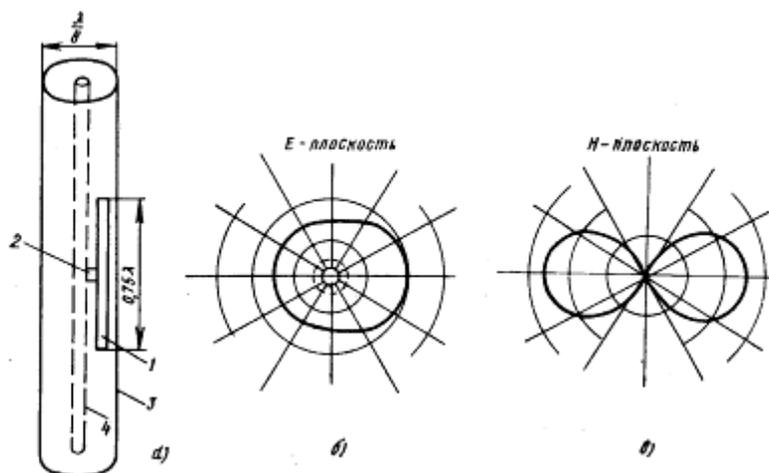
Входное сопротивление щелевого вибратора рассчитывается по формуле

$$Z_{ex} \approx \frac{(60\pi)^2}{R_{\Sigma}^2 + (W_{щ} \operatorname{ctg} kl)^2} (R_{\Sigma} + iW_{щ} \operatorname{ctg} kl), \quad (3.40)$$

где  $R_{\Sigma} \approx 73 \text{ Ом}$  – сопротивление излучения вибраторного аналога щели.

Наибольшее применение нашла прямолинейная полуволновая щелевая антенна. На УКВ ее возбуждение осуществляется при помощи двухпроводной линии, подключенной к противоположным кромкам щели. На более высоких частотах возбуждение может осуществляться коаксиальным кабелем, оплетка и центральная жила которого также подсоединяются к противоположным кромкам щели, или посредством полосковой линии. С целью согласования точку возбуждения смещают из центра щели, где ее входное сопротивление велико и может достигать значения порядка  $1 \text{ кОм}$ . На СВЧ щель прорезают в стенке объемного резонатора, который возбуждается каким-либо способом для получения нужной структуры поля, а его поле возбуждает щель. Распределение напряжения вдоль щели в этом случае может быть отличным от синусоидального.

В качестве примера на рис. 3.19 показан излучатель в виде продольной



щели в коаксиальной линии и его ДН в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Щель 1 прорезана в наружном проводнике 3 и возбуждается перемычкой 2 между внутренним проводником 4 коаксиальной

Рис.3.19. Щелевой излучатель на коаксиальной линии.

линии и одной из кромок щели. Широкое применение щелевые антенны нашли в диапазоне СВЧ в качестве не выступающих бортовых антенн летательных аппаратов.

### 3.4. Цилиндрическая и коническая спиральные антенны

Подобные антенны относятся к антеннам бегущей волны. Однозаходная цилиндрическая спиральная антенна представляет собой проволочную спираль с постоянным шагом  $s$ , выполненную на цилиндрической поверхности радиуса  $r=a$  (рис. 3.20, а). Один конец спирали остается свободным, а дру-

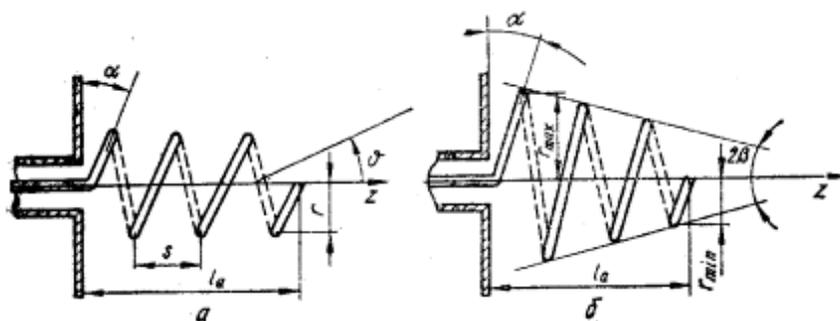


Рис. 3.20. Цилиндрическая и коническая спиральные антенны.

гой соединен с внутренним проводником коаксиальной линии. Внешний проводник коаксиальной линии присоединяется к металлическому экрану, имеющему форму диска или многоугольника, который может быть сплошным или сетчатым. Экран служит для получения однонаправленного излуче-

ния и уменьшения токов, наводимых на внешнем проводнике коаксиального фидера. Диаметр экрана выбирается равным  $(0,7...0,9)\lambda_{cp}$ . Диаметр проводника спирали обычно на порядок меньше диаметра цилиндрической поверхности  $2a$ . Число витков  $N = 4...8$ . Осевая длина антенны  $L$  находится в пределах  $(0,5...3,0)\lambda_{max}$ .

В зависимости от формы ДН и направления максимума излучения различают три режима: режим бокового или поперечного излучения ( $2\pi a \ll \lambda$ ), режим осевого излучения ( $2\pi a \cong \lambda$ ) и режим наклонного излучения ( $2\pi a \gg \lambda$ ). Наиболее используемым является режим осевого излучения, обеспечивающий максимальный КНД и круговую поляризацию в направлении максимума ДН. Направление вращения плоскости поляризации совпадает с направлением намотки спирали. Угол намотки спирали  $\alpha$  отсчитывается от нормали к оси антенны и выбирается в пределах  $12^0...20^0$ . Осевой режим сохраняется при условии

$$\cos\alpha/(1+\sin\alpha) \leq ka \leq \cos\alpha/(1-\sin\alpha). \quad (3.41)$$

Максимальный коэффициент перекрытия по частоте, равный двум, получается при  $\alpha \cong 19^0$ .

Приближенный расчет нормированной ДН цилиндрической спиральной антенны в плоскости  $\varphi = 0$  можно провести по формулам

$$\bar{F}_\theta(\theta) \cong J_0(k a \sin\theta) \cos\theta |\sin\psi/\psi|, \quad (3.42)$$

$$\bar{F}_\varphi(\theta) \cong J_0(k a \sin\theta) |\sin\psi/\psi|, \quad (3.43)$$

где  $J_0(k a \sin\theta)$  – функция Бесселя,  $\psi = \frac{1}{2}kL(\cos\theta - \xi)$ ; угол  $\theta$  отсчитывается от оси антенны.

Формулы получены по теореме о перемножении диаграмм направленности элемента системы в виде кольцевого излучателя с бегущей со скоростью света волной тока и множителя направленности ЛНС с бегущей вдоль нее замедленной волной, характеризуемой коэффициентом замедления

$\xi = cN_\phi$ . Формулы (3.42), (3.43) не учитывают отражение от конца спирали, затухание тока в ней и влияние экрана на характеристики излучения. Для оценки ширины ДН (в градусах) можно пользоваться выражениями

$$(2\theta_{0,5})_\theta \cong 85\sqrt{\lambda/L}, \quad (2\theta_{0,5})_\phi \cong 108\sqrt{\lambda/L}. \quad (3.44)$$

На рис. 3.21 приведены расчетные (сплошная линия) и экспериментальные

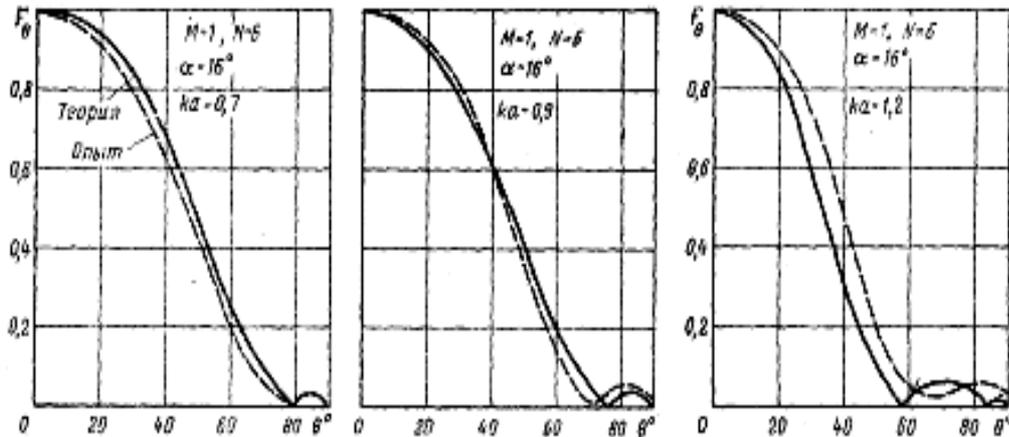


Рис.3.21. Теоретические (сплошные) и экспериментальные (пунктир) ДН однозаходной цилиндрической спиральной антенны

(пунктир) ДН для шестивитковой однозаходной цилиндрической спиральной антенны. Поляризационная диаграмма приближенно определяется функцией

$$K_\theta(\theta) \cong \cos \theta, \quad (3.45)$$

а КНД в направлении оси антенны может быть рассчитан по формулам:

$$D_0 \approx 15(l_1/\lambda)^2 \frac{L}{\lambda}; \quad D_0 \cong 7,5(ka/\cos\alpha)^2 L/\lambda. \quad (3.46)$$

Если  $\xi$  известно, то для получения максимального КНД надо взять длину антенны, равной

$$L^{opt} = \lambda/2(\xi - 1). \quad (3.47)$$

Фазовая диаграмма цилиндрической спиральной антенны без экрана в плоскости  $\phi = const$ , по крайней мере, в пределах главного лепестка ДН, представляет собой окружность с центром на оси спирали. Для антенны с экраном диаметром  $0,9\lambda_{cp}$  фазовый центр расположен от экрана на расстоянии  $(0,33...0,38)L$ , т.е. фазовый центр смещен в сторону экрана. Эта законо-

мерность присуща и другим типам антенн, например вибраторным или турникетным, если они используются с экраном.

Активная часть входного импеданса спиральной антенны составляет (60...90) Ом и несколько растёт с увеличением  $ka$ . Она почти не зависит от числа витков. Это и понятно, так как на входное сопротивление основное влияние оказывает область антенны, непосредственно примыкающая к ее входу, т.е. размеры, положение первого витка относительно экрана и его соединение с коаксиальной линией. Реактивная часть входного сопротивления невелика и колеблется в пределах  $\pm (10...20)$  Ом.

С целью еще большего увеличения рабочего диапазона переходят к коническим спиральным антеннам с постоянным или переменным шагом намотки, которые можно рассматривать как цилиндрические спиральные антенны с плавно изменяющимся диаметром (см. рис. 3.20,б). В конических спиральных антеннах условия (3.60) существования осевого режима приближённо выполняются для группы из трёх витков, которые называются активной областью (зоной) и которые в основном формируют ДН антенны. При изменении частоты условия (3.41) выполняются уже для другой группы витков, т.е. активная зона перемещается по поверхности антенны. Этим и объясняется большая широкополосность конических спиральных антенн. Однако они имеют более низкий КНД по сравнению с цилиндрическими спиральными антеннами, в которых в формировании поля излучения участвуют одновременно все витки.

У конической спирали (рис. 3.20,б) длина витка и расстояние между витками являются переменными. Её параметры:  $L$  – осевая длина;  $a_{\min}$  – минимальный радиус спирали;  $a_{\max}$  – максимальный радиус спирали;  $N$  – число витков;  $\alpha$  – угол намотки;  $\beta$  – половина угла при вершине конуса. Геометрические размеры конической спирали определяются по формулам

$$a_{\min} = \frac{0,75\lambda_{\min} \operatorname{tg}\alpha \sin\beta}{\exp(2\pi \operatorname{tg}\alpha \sin\beta) - 1}; \quad a_{\max} = a_{\min} e^{2\pi N \operatorname{tg}\alpha \sin\beta}, \quad (3.48)$$

где  $\lambda_{\min}$  – нижняя длина волны рабочего диапазона антенны.

Конические спиральные антенны более широкополосны, но имеют меньший КНД из-за уменьшения числа витков, для которых выполняется условие режима осевого излучения  $l = \lambda$ .

Спиральные антенны в основном применяются в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн. Имея круговую поляризацию, они используются в радиолокации для получения более контрастного изображения цели на фоне помех, в системах телеметрии и связи с летательными аппаратами, положение которых не стабилизировано в пространстве. Спиральные антенны используются также в качестве облучателей зеркальных антенн и элементов решеток.

### 3.5. Диэлектрические стержневые антенны

Конструкции диэлектрической стержневой антенны схематически пока-

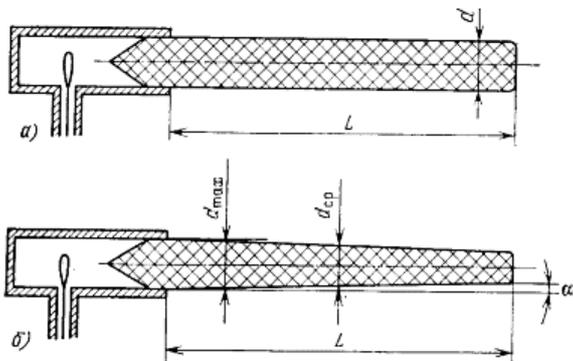


Рис. 3.22. Диэлектрические антенны.

заны на рис. 3.22 и состоят из двух основных частей: возбуждающего устройства, обычно в виде коаксиально-волноводного перехода на круглом волноводе с волной основного типа  $H_{11}$ , и круглого диэлектрического стержня, представляющего собой от-

резок регулярного (цилиндрического) или нерегулярного (конического) диэлектрических волноводов. Волны в диэлектрическом волноводе являются гибридными, т.е. имеют обе продольные составляющие электромагнитного поля. Основной является волна  $HE_{11}$ . Она не имеет критической длины волны, а структура её поля в поперечном сечении близка к структуре поля волны  $H_{11}$  круглого волновода. По этим причинам подобные конструкции получили широкое применение в антенной технике.

Фазовая скорость волны, распространяющейся вдоль стержня, лежит в пределах  $c/\sqrt{\bar{\epsilon}} < V_\phi < c$ , где  $c$  – скорость света в вакууме,  $\bar{\epsilon}$  – относительная диэлектрическая проницаемость материала стержня. Расчетные зависимости  $\xi = c/V_\phi$  от  $a/\lambda$ , где  $a$  – радиусы стержня и волновода,  $\lambda$  – длина волны в вакууме, для  $\mu = 1$  и некоторых значений  $\bar{\epsilon}$  приведены на рис. 3.23. Известно также, что в случае тонкого стержня ( $a/\lambda \ll 1$ ) основная часть мощности переносится поверхностной волной вне диэлектрического стержня, а в случае толстого стержня ( $a/\lambda \gg 1$ ) основная часть мощности переносится внутри стержня. В последнем случае потери будут больше.

Приближенный расчет нормированной ДН диэлектрической стержневой антенны в плоскостях  $E$  ( $\varphi=0$ ) и  $H$  ( $\varphi=\pi/2$ ) можно выполнить по формулам

$$F_\theta(\theta) \cong J_0(k a \sin\theta) \cos\theta |\sin\psi/\psi|, \quad (3.49)$$

$$F_\varphi(\theta) \cong J_0(k a \sin\theta) |\sin\psi/\psi|, \quad (3.50)$$

где  $J_0(k a \sin\theta)$  – функция Бесселя,  $\psi = \frac{1}{2} k L (\cos\theta - \xi)$ ; угол  $\theta$  отсчитывается от оси антенны;  $L$  – длина диэлектрического стержня вне волноводной секции.

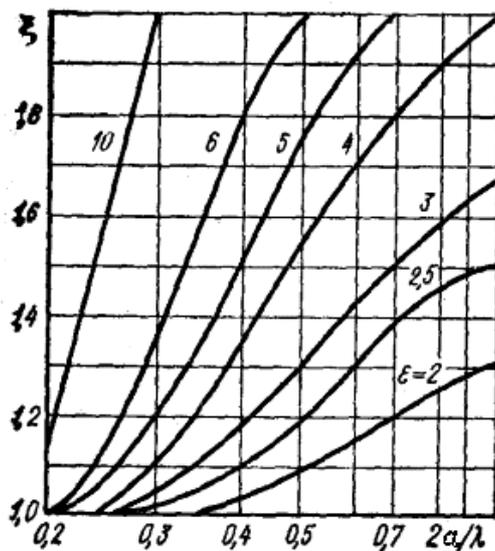


Рис. 3.23. Зависимость коэффициента замедления  $\xi$  в диэлектрической антенне от параметров диэлектрика и волновых размеров её поперечного сечения.

Формулы получены по теореме о перемножении диаграмм направленности элемента системы в виде открытого конца круглого волновода и МН ЛНС с бегущей вдоль нее замедленной волной с коэффициентом замедления  $\xi$ . Эти формулы не учитывают излучение от стыка диэлектрического стержня с волноводом и отражения от конца диэлектрического стержня, определяющие высокий

уровень боковых лепестков, а также затухание в нём, вызванное излучением и тепловыми потерями. Поэтому совпадение теоретических и экспериментальных ДН возможно только в области главного лепестка. Учет потерь в диэлектрике приводит к исчезновению нулей в ДН.

Для получения максимального КНД диаметр  $2a$  и длина  $L$  цилиндрического стержня (вне волноводной секции) должны иметь оптимальные размеры

$$2a^{opt} \cong \frac{\lambda}{\sqrt{\pi(\bar{\epsilon}-1)}}, \quad L^{opt} \cong \frac{\lambda}{2(\xi-1)}. \quad (3.51)$$

Необходимая величина  $\xi^{opt}$  при заданном значении  $\bar{\epsilon}$  обеспечивается соответствующим выбором радиуса стержня. Очевидно, что это можно выполнить на фиксированной длине волны. Обычно в качестве неё берётся средняя длина волны рабочего диапазона. Из условия существования в круглом волноводе волны основного типа находим  $\lambda_{cp} \cong 3a$ .

При оптимальной длине диэлектрического стержня КНД антенны находят по формуле

$$D_0 \approx 8L_{opt} / \lambda. \quad (3.52)$$

Потери в диэлектрике, которые в основном определяют КПД диэлектрической антенны, можно оценить по формуле

$$\alpha_d \cong \frac{27,3\sqrt{\bar{\epsilon}} \cdot \text{tg} \delta}{\lambda}, \quad \text{дБ/м}, \quad (3.53)$$

где  $\text{tg} \delta$  – тангенс угла потерь в диэлектрике,  $\lambda$  – длина волны генератора (м).

Потери характеризуют также коэффициентом полезного действия антенны. КПД антенны, согласованной с фидером, определяется по формуле

$$\eta = P_i / P_{a0} = \exp(-0,23\alpha_1 L), \quad (3.54)$$

где  $P_n$  – мощность, дошедшая до конца диэлектрической антенны;  $P_{ex}$  – мощность, поступающая на вход антенны,  $\alpha_1 = \alpha_a$  – погонный коэффициент затухания в дБ/м,  $L$  – длина диэлектрического стержня.

При оценке потерь используют иногда среднее значение КПД, равное 0,85.

Для уменьшения излучения от стыка с волноводом и отражения от конца стержня, ему придают коническую форму. При этом наибольший диаметр выбирают равным внутреннему диаметру волновода, а наименьший выбирают так, чтобы средний по длине антенны коэффициент замедления был близок к оптимальному, т.е.

$$\xi_{cp} = 0,5(\xi_{\max} + \xi_{\min}) \cong \xi^{opt}. \quad (3.55)$$

Оптимальные размеры конического стержня могут находиться по формулам

$$2a_2^{opt} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi(\bar{\epsilon} - 1)}}, \quad 2a_1^{opt} = \frac{\lambda}{\sqrt{2,5\pi(\bar{\epsilon} - 1)}}, \quad L^{opt} = \frac{1}{2(\xi_{cp} - 1)}. \quad (3.56)$$

Амплитудные ДН конической стержневой антенны рассчитываются по формулам (3.49) и (3.50) при условии замены конического стержня эквивалентным цилиндрическим стержнем.

Применение в возбуждающем устройстве конического рупора увеличивает эффективность возбуждения поверхностной волны и снижает уровень боковых лепестков. Поляризация поля излучения стержневой диэлектрической антенны определяется поляризацией возбуждающего устройства. Подобные антенны находят применение в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

### 3.6. Директорные антенны

Директорные антенны или антенны типа «волновой канал» представляют собой дискретную систему расположенных в одной плоскости параллельных симметричных вибраторов, размеры которых близки к полуволновым. В диапазоне 100...1000 МГц выполняются из жестких трубок, а на более высоких частотах по печатной технологии. Один из вибраторов, обычно петлеобразный, подсоединяется к фидерной линии и является активным, а другие – пассивными. Пассивный вибратор, располагаемый позади активного, играет роль рефлектора, а остальные, располагаемые впереди активного,

называются директорами (рис. 3.24). Центры вибраторов можно крепить непосредственно к металлическому стержню, который не возбуждается из-за того, что силовые линии электрического поля перпендикулярны ему. Для за-

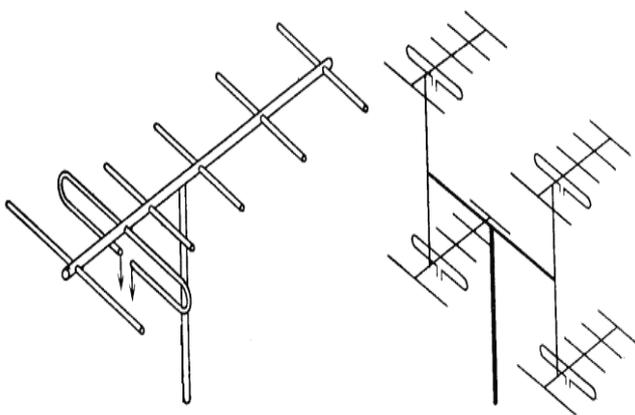


Рис. 3.24. Директорные антенны.

щиты входных цепей приемников от грозовых разрядов стержень заземляется.

Принцип работы антенны заключается в следующем. Электромагнитное поле, излучаемое активным вибратором, направляется рефлектором и первым ди-

ректором в сторону остальных директоров, которые при определенных условиях посредством электромагнитной связи возбуждаются, образуя своеобразный волновой канал. Естественно, более удаленные директоры возбуждаются слабее. Вдоль антенны распространяется бегущая волна с замедленной фазовой скоростью и коэффициентом замедления  $\xi > 1$ . Поэтому максимум излучения совпадает с осевым направлением. Замедляющая структура образуется системой директоров. Размеры вибраторов: активного  $2l \cong \lambda/2$ , рефлектора  $2l > \lambda/2$ , директоров  $2l < \lambda/2$ . Размеры пассивных вибраторов и их положения должны быть подобраны такими, чтобы обеспечить вдоль решетки вибраторов бегущую волну в режиме осевого излучения. Поляризация поля излучения линейная. Плоскость поляризации совпадает с плоскостью, в которой лежат вибраторы.

По своим свойствам директорные антенны относятся к антеннам бегущей волны. Они просты по конструкции и удобны в эксплуатации, поэтому нашли широкое применение в качестве приемных телевизионных антенн коллективного пользования в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Решётки таких антенн применяются в радиолокационных системах. В сантиметровом диапазоне длин волн они используются в качестве элементов ФАР. КНД одноканальных директорных антенн не превышает двадцати.

Диаграмму направленности можно рассчитать по приближенной методике, считая, что:

- длины всех вибраторов одинаковы;
- амплитуды токов во всех вибраторах одинаковы и равны амплитуде тока в активном вибраторе;
- фаза тока от вибратора к вибратору меняется по линейному закону;
- расстояния между вибраторами одинаковы и равны среднему значению  $d_{cp} = L/(N - 1)$ , где  $L$  – физическая (геометрическая) длина антенны,  $N$  – число вибраторов.

Предположение о равенстве длин всех вибраторов не вносит существенных погрешностей в расчет, так как разница в длинах рефлектора, активного вибратора и директоров незначительна. Амплитуды токов в вибраторах приближенно считают одинаковыми, так как при формировании диаграмм направленности основную роль играют фазовые соотношения, а не амплитудные (но этого делать нельзя при расчете входного сопротивления антенны). Тогда ДН директорной антенны в главных плоскостях можно представить в виде произведения ДН симметричного полуволнового вибратора на множитель решетки, т.е. в виде

$$\bar{F}(\theta^H) = \left| \frac{\sin \psi}{N \sin(\psi/N)} \right|, \quad \varphi = \pi/2; \quad (3.57)$$

$$\bar{F}(\theta^E) = \left| \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \sin \theta)}{\cos \theta} \cdot \frac{\sin \psi}{N \sin(\psi/N)} \right|, \quad \varphi = 0, \quad (3.58)$$

где  $\psi = \frac{1}{2} kL(\cos \theta - 1)$ ,  $L = Nd$  – эквивалентная длина решетки;  $\theta$  – отсчитывается от оси решетки;  $\varphi$  – полярный угол в плоскости, ортогональной оси решетки.

КНД и ширина ДН в радианах оцениваются по формулам

$$D_0 \approx 5[1 + d_{cp}(N - 1)/\lambda], \quad 2\theta_{0,5}^E \approx \frac{3,5}{(N - 1)}, \quad 2\theta_{0,5}^H \approx \frac{3,8}{(N - 1)}. \quad (3.59)$$

На рис. 3.25 приведены экспериментальные ДН директорной антенны

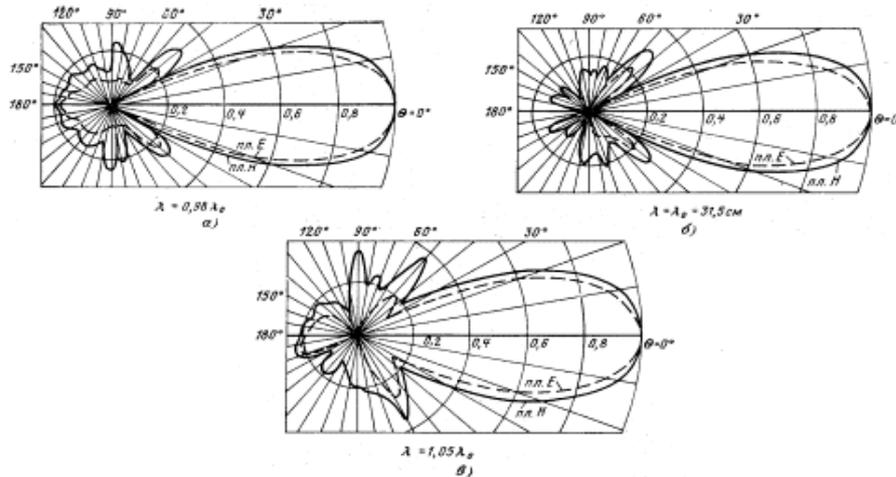


Рис. 3.25. Экспериментальные ДН 12-ти элементной директорной антенны

в плоскостях Е и Н. Из приведенных ДН видно, что уровень боковых лепестков достаточно высок. В некоторых конструкциях он достигает  $-3$  дБ.

Минимальная ширина ДН по уровню половинной мощности составляет  $25 \div 30^\circ$ , что достижимо только при обеспечении оптимальных соотношений между токами в вибраторах. Для этого необходимо, чтобы расстояние между активным вибратором и рефлектором было в пределах  $(0,15 \div 0,25)\lambda$  при длине рефлектора  $(0,48 \div 0,52)\lambda$ ; расстояние между директорами, первым директором и активным вибратором составляло бы  $(0,10 \div 0,30)\lambda$ ; длина директоров равнялась бы  $(0,48 \div 0,40)\lambda$ . Количество директоров выбирается не более 10. Увеличение количества директоров больше указанного не оказывает существенного влияния на поле излучения, так как наведенные токи в удалённых директорах становятся малыми и их вклад в формирование ДН уменьшается.

На входное сопротивление активного вибратора оказывают влияние все пассивные вибраторы. Это влияние оценивается методом теории связанных цепей, согласно которой напряжения и токи на входе каждого вибратора удовлетворяют системе уравнений Кирхгофа, причем на пассивных вибраторах напряжения принимаются равными нулю. Из системы уравнений Кирхгофа имеем

$$Z_{ex} = Z_{22} + \sum_{n=1}^N \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_2} Z_{2n}, \quad (3.60)$$

где  $Z_{22}$  – собственное сопротивление активного вибратора;

$\dot{I}_2$  – комплексная амплитуда тока в активном вибраторе;

$\dot{I}_n$  – комплексная амплитуда тока в пассивном вибраторе с номером  $n$ ;

$Z_{2n}$  – взаимное сопротивление, вносимое пассивным вибратором с номером  $n$  в активный.

Расчеты показывают, что за счет влияния пассивных вибраторов входное сопротивление активного (второго) вибратора снижается до 20...30 Ом. С целью его повышения используют петлеобразный вибратор Пистолькорса. Его преимущества также в большей широкополосности, удобстве крепления.

Директорная антенна узкополосна из-за резкого изменения  $Z_{ex}$  с частотой. Установлено, что действие рефлектора на  $Z_{ex}$  более сильное, чем директоров. Поэтому с целью расширения частотного диапазона применяют более широкополосные рефлекторы, например в виде системы вибраторов, расположенных в плоскости, ортогональной оси антенны.

### Вопросы для самоконтроля

1. В чём заключается эффект укорочения длины вибратора?
2. В чём отличие вибратора Пистолькорса от линейного вибратора?
3. Назовите способы расширения рабочего диапазона вибраторных антенн.
4. Несимметричные вертикальные вибраторы, конструкции, применения.
5. Принцип двойственности и его использование в антенной технике.
6. Особенности спиральных антенн, конструкции, применения.
7. Сравните цилиндрические и конические спиральные антенны по диапазонным и направленным свойствам, дайте объяснения различиям.

#### 4. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

К апертурным относят антенны, у которых источником излучения является поверхность (апертура) с заданным на ней амплитудно-фазовым распределением (АФР) электромагнитного поля. Согласно принципу эквивалентных токов тангенциальные к этой поверхности компоненты поля могут быть представлены в виде поверхностных электрических и магнитных токов  $\mathbf{J}^e = [\mathbf{Hn}]$ ,  $\mathbf{J}^m = -[\mathbf{En}]$ . Пусть распределение поля на апертуре представляет собой фронт линейно поляризованной волны, у которой вектор  $\mathbf{E}$  ориентирован вдоль оси  $y$ . В этом случае  $J_x^m = E_y^a$ ,  $J_y^e = -H_x^a = -E_y^a / W_\Phi$ , (здесь  $W_\Phi = E_y^a / H_x^a$  – сопротивление фронта волны, возбуждающей раскрыв).

Элемент фронта волны  $dxdy$  может быть представлен в виде элементарного источника Гюйгенса (взаимно ортогональных элементарных электрического и магнитного диполей с моментами  $J_y^e dxdy$  и  $J_x^m dxdy$  соответственно). ДН такого элементарного излучателя в плоскостях  $E$  и  $H$  соответственно имеют вид

$$f_{эл}(\theta^H) = \frac{W_0}{W_\Phi} \cos \theta + 1 \quad \text{и} \quad f_{эл}(\theta^E) = \cos \theta + \frac{W_0}{W_\Phi}. \quad (4.1)$$

Для апертуры площадью  $S$  множитель направленности можно представить в виде:

$$f_\Sigma(\theta, \varphi) = \int_S E_y^a(x', y') e^{iux' + ivy'} dx' dy' = \int_S E_y^a(x', y') e^{iux'} dx' \int_S E_y^a(x', y') e^{ivy'} dy', \quad (4.2)$$

где  $u = k \sin \theta \cos \varphi$ ,  $v = k \sin \theta \sin \varphi$ . Тогда ДН апертурных антенн в главных плоскостях определяется соотношениями:

$$f(\theta^H) = f_\Sigma(\theta, \varphi=0) f_{эл}(\theta^H), \quad f(\theta^E) = f_\Sigma(\theta, \varphi=\pi/2) f_{эл}(\theta^E).$$

При  $W_\Phi = W_0$  антенна излучает в направлении, совпадающем с направлением вектора Пойнтинга на апертуре. Если  $W_\Phi \neq W_0$ , то часть мощности излучается в обратном направлении.

Основные типы апертурных антенн (АА) – волноводные, рупорные, зеркальные, линзовые.

#### 4.1. Волноводные излучатели

В качестве слабонаправленных антенн УКВ и СВЧ диапазонов широко используются антенны в виде открытого конца волноводов прямоугольного или круглого сечений (волноводные излучатели). Наиболее распространенными являются антенны в виде открытых концов волноводов – прямоугольного с волной  $H_{10}$  и круглого с волной  $H_{11}$ . Размеры поперечного сечения волновода на волне основного типа обычно не превышают длины волны, поэтому излучатель с такими размерами раскрыва является слабонаправленным и формирует широкую ДН. Излучатели в виде открытых концов волноводов применяются в качестве облучателей линз и зеркал, элементов фазированных антенных решеток, а также как самостоятельные слабонаправленные антенны.

При нахождении поля излучения 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.

Излучатель в виде открытого конца прямоугольного волновода.

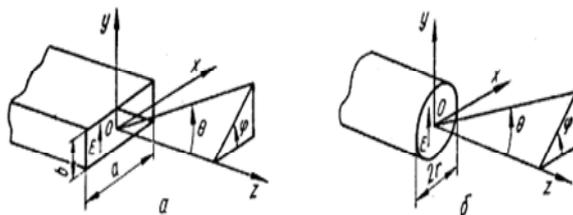


Рис. 4.1. Излучатели в виде открытого конца волновода а) прямоугольного, б) круглого.

Такой излучатель схематично изображен на рис. 4.1,а. Поле в волноводе для волны основного типа имеет три компоненты:  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ .

Распределение амплитуды поля  $E_y$  на раскрыве в плоскости  $E$  равномерное, а в плоскости  $H$  – косинусоидальное, т.е.

$$E_y(y) = \text{const}, E_y(x) = E_0 \cos(\pi x/a). \quad (4.2)$$

Поскольку раскрыв синфазный, то фазовое распределение постоянно.

Нормированные ДН открытого конца волновода в главных плоскостях в соответствии с формулами (4.1), (4.2) имеют вид:

$$F(\theta^H) \cong \frac{\left(1 + \frac{W_0}{W_\Phi} \cos \theta^H\right) \cos\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta^H\right)}{\left(1 + \frac{W_0}{W_\Phi}\right) \left(1 - \left(\frac{2a \sin \theta^H}{\lambda}\right)^2\right)}, \quad F(\theta^E) \cong \frac{\left(\frac{W_0}{W_\Phi} + \cos \theta^E\right) \sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta^E\right)}{\left(1 + \frac{W_0}{W_\Phi}\right) \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta^E}. \quad (4.3)$$

где  $\theta^H, \theta^E$  – углы, отсчитываемые от нормали к раскрытию в плоскостях H и E. Ширина ДН в главных плоскостях, может приближенно рассчитываться по формулам

$$2\theta_{0,5}^E \approx 51^\circ \frac{\lambda}{b}, \quad 2\theta_{0,5}^H \approx 68^\circ \frac{\lambda}{a}, \quad b \cong 0,45a. \quad (4.4)$$

Для КИП и КНД в направлении максимума ДН имеем

$$\nu \approx 0,81; \quad D_0 = 4\pi\nu \frac{ab}{\lambda^2} \approx 10,2 \frac{ab}{\lambda^2}, \quad \frac{ab}{\lambda^2} < 1. \quad (4.5)$$

Поляризация поля излучения открытого конца прямоугольного волновода с волной  $H_{10}$  линейная, вектор  $\mathbf{E}$  поля излучения ориентирован параллельно узкой стенке волновода. Излучатель имеет точечный фазовый центр, расположенный в центре апертуры.

Открытый конец прямоугольного волновода недостаточно хорошо согласован со свободным пространством и имеет КСВ порядка 1,6...1,9. Это связано с тем, что волновое сопротивление прямоугольного волновода лежит в пределах 560...590 Ом и значительно отличается от волнового сопротивления свободного пространства, равного 377 Ом.

Излучатель в виде открытого конца круглого волновода схематично изображен на рис. 4.1б. Распределение амплитуды поля на раскрытии волновода в плоскости E близко к постоянному, а в плоскости H – симметрично спадающее к краям по закону  $A(\rho) = A_0(1 - \rho^2)$ . Фазовое распределение на всем раскрытии постоянное.

При сделанных выше допущениях для прямоугольного волновода и с использованием формулы (1.90) при  $n = 1$ ,  $\delta = 0$  или  $\delta = 1$  можно получить

следующие выражения для нормированной ДН открытого конца круглого волновода

$$F(\theta^E) \approx \left| \frac{\left( \frac{W_0}{W_\Phi} + \cos\theta^E \right)}{\left( \frac{W_0}{W_\Phi} + 1 \right)} \Lambda_1(k a \sin\theta^E) \right|, \quad F(\theta^H) \approx \left| \frac{\left( 1 + \frac{W_0}{W_\Phi} \cos\theta^H \right)}{\left( \frac{W_0}{W_\Phi} + 1 \right)} \Lambda_2(k a \sin\theta^H) \right|. \quad (4.6)$$

где  $a$  – радиус волновода.

Ширина ДН оценивается по формулам

$$2\theta_{0,5}^E \approx 69^\circ \frac{\lambda}{2a}, \quad 2\theta_{0,5}^H \approx 93^\circ \frac{\lambda}{2a}. \quad (4.7)$$

Для КИП и КНД в направлении максимума ДН имеем

$$v \approx 0,84; \quad D_0 = v \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right) \cong 8,3 \left( \frac{2a}{\lambda} \right), \quad (2a/\lambda) < 1. \quad (4.8)$$

Поляризация поля излучения линейная. Недостатком такого излучателя является неустойчивость положения плоскости поляризации. Поэтому излучатели в виде открытого конца круглого волновода обычно используются для работы с круговой или эллиптической поляризациями. Фазовый центр излучателя совпадает с центром раскрыва. Согласование с пространством открытого конца круглого волновода лучше, чем прямоугольного, и КСВ лежит в пределах 1,2...1,3.

## 4.2. Рупорные антенны

Волноводные излучатели имеют малую направленность ( $\max D_0 < 5$ ) и недостаточно согласованы с волноводом. Устранение этих недостатков возможно путем плавного увеличения поперечного сечения волновода, т.е. переходом к рупорным излучателям. Волновые размеры апертуры рупора могут быть сделаны значительно больше, чем у волновода, что позволяет значительно сузить главный лепесток диаграммы направленности. Плавное увеличение поперечного сечения волновода в рупорных антеннах обеспечивает их хорошее согласование с пространством. В этом смысле рупор является согласующим переходом от волновода к свободному пространству и дополни-

тельных согласующих устройств не требуется. Появление волн высших типов предотвращается плавностью изменения поперечного сечения рупора.

Рупорные антенны широко применяются в диапазоне СВЧ как самостоятельные антенны, а также в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, элементов антенных решеток. Наибольшее распространение получили секториальные, пирамидальные и конические рупорные антенны.

Секториальные рупоры получают путем плавного расширения одной из стенок прямоугольного волновода. Если расширение прямоугольного волновода происходит в плоскости Н, рупор называется Н-плоскостным (рис. 4.2,а); если в плоскости Е, то называется Е-плоскостным (рис. 4.2,б). Плавное линейное расширение прямоугольного волновода в обеих плоскостях образует пирамидальный рупор (рис. 4.2,в). Такое же расширение круглого волновода образует конический рупор (рис. 4.2,г). Пирамидальные и конические рупоры приемлемых размеров позволяют формировать ДН с шириной порядка  $9 \div 12^\circ$ . Во всех рупорных антеннах происходит плавная трансформация структуры поля волноводных типов волн в поле пространственных волн.

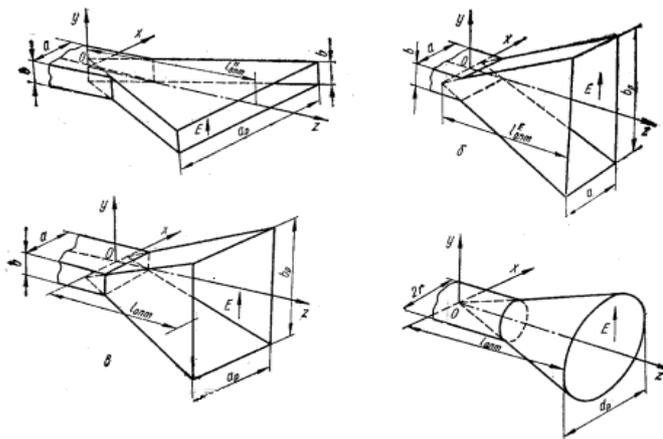


Рис. 4.2. Типы рупорных антенн:  
а) Н-секториальный, б) Е-секториальный,  
в) пирамидальный, г) конический.

Расчет поля излучения рупорных антенн аналогичен расчету волноводного излучателя. Рупор полагается бесконечно протяженным, а его стенки – идеально проводящими. При этих условиях проводится решение внутренней задачи, т.е. определение электромагнитного поля внутри бесконечно протяженного рупора.

Эта электродинамическая часть задачи решается строго. Затем осуществляется переход к рупору конечных размеров, причем предполагается, что поле внутри рупора и на его раскрытии остается таким же, как и в бесконечном ру-

поре, а токи на внешней поверхности стенок рупора пренебрежимо малы.

Н-плоскостной секториальный рупор. В таком рупоре происходит плавное увеличение размера  $a$  широкой стенки волновода. Волна основного типа  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе имеет компоненты  $E_y, H_x, H_z$ . В рупоре эта волна плавно преобразуется в цилиндрическую волну типа  $H_{10}$ , в цилиндрической системе координат  $\rho, \varphi, y$  имеющей компоненты поля  $E_y, H_\varphi, H_\rho$ . При определении характера АФР поля в раскрыве будем полагать, что раскрыв рупора находится в зоне, где цилиндрическая волна уже сформировалась, и размер раскрыва рупора  $a_p$  меньше его длины  $L^H$ . Тогда приближенно можно считать, что

$$|E_y(x)| \approx E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a_p} x\right). \quad (4.9)$$

Следовательно, амплитудное распределение в раскрыве Н-плоскостного секториального рупора в магнитной плоскости примерно косинусоидальное и совпадает с распределением в волноводе. В электрической плоскости (по координате  $y$ ) амплитудное распределение в раскрыве рупора, как и в раскрыве волновода, постоянное

$$|E_y(y)| \approx E_0 = const. \quad (4.10)$$

Характер фазового распределения в раскрыве может быть приближенно установлен методом геометрической оптики. В плоскости Н это дает

$$\Phi(x) \cong -\frac{\pi x^2}{\lambda L^H}, \quad (4.11)$$

т.е. фазовое распределение в раскрыве Н-плоскостного секториального рупора в магнитной плоскости является примерно квадратичным. На краю рупора при  $x=a_p/2$  отставание фазы достигает максимального (относительно центра) значения, равного

$$\Phi_{\max} \cong -\frac{\pi a_p^2}{4\lambda L^H}. \quad (4.12)$$

В плоскости Е расстояние между стенками рупора остается постоянным и равным размеру  $b$  в волноводе, поэтому и фазовое распределение будет постоянным.

Таким образом, АФР в раскрыве Н-плоскостного секториального рупора разделяющееся: в плоскости Н амплитудное распределение косинусоидальное, а фазовое квадратичное; в плоскости Е амплитудное и фазовое распределения постоянны.

ДН рупора в главных плоскостях находятся как ДН линейных систем с АФР, соответствующими этим плоскостям. В плоскости Е распределение постоянно и расчет ДН проводится по формулам для открытого конца прямоугольного волновода. В плоскости Н поле излучения рассчитывается с использованием теоремы о перемножении диаграмм, причем элементарным излучателем по-прежнему является элемент Гюйгенса, а МН берется как для линейной системы с косинусоидальным амплитудным и квадратичным фазовым распределением.

Квадратичные изменения фазы приводят к расширению ДН и падению КНД, в то время как увеличение длины рупора сужает ДН и поднимает КНД. В результате оптимизации по этим двум факторам получается, что максимум КНД имеет место при  $\Phi_{\max} = -3\pi/4$ . Такой Н-секториальный рупор называется оптимальным. Для оптимального рупора КИП равен

$$\nu = \nu_a \nu_\phi \cong 0,64, \quad (4.13)$$

где  $\nu_a = 0,81$  – КИП за счет спадающего к краям амплитудного распределения,  $\nu_\phi = 0,79$  – КИП, обусловленный квадратичными изменениями фазы.

Размеры оптимального Н-плоскостного секториального рупора связаны между собой соотношением

$$L_{opt}^H = a_p^2 / (3\lambda), \quad (4.14)$$

где  $L_{opt}^H$ ,  $a_p$  – оптимальная длина и ширина раскрыва рупора.

Ширина ДН такого рупора в главных плоскостях определяется по формулам

$$2\theta_{0,5}^H \cong 80^\circ \lambda/a_p, \quad 2\theta_{0,5}^E \cong 51^\circ \lambda/b. \quad (4.15)$$

В Н-плоскостном секториальном рупоре значение  $W_\Phi$  плавно уменьшается, стремясь к значению в свободном пространстве. Поэтому по сравнению с открытым концом прямоугольного волновода согласование улучшается и КСВН лежит в пределах 1,2...1,4.

Е-плоскостной секториальный рупор. Такой рупор получается путем плавного увеличения размера узкой стенки прямоугольного волновода  $b$ . Поэтому и структура поля внутри рупора деформирована в плоскости Е по сравнению со структурой поля в волноводе. Внутри рупора распространяется цилиндрическая волна с постоянной фазовой скоростью. АФР поля в раскрытие Е-плоскостного секториального рупора разделяющееся. Амплитудное распределение в плоскости Е примерно постоянное, а фазовое квадратичное. В плоскости Н амплитудное распределение косинусоидальное, а фазовое постоянное.

Диаграммы направленности Е-плоскостного рупора в главных плоскостях рассчитываются как ДН линейных систем с соответствующими этим плоскостям распределениями. В магнитной плоскости ДН рупора такие же, как и у прямоугольного волновода. В электрической плоскости ДН рассчитывается как ДН линейной системы с постоянным амплитудным и квадратичным фазовым распределениями.

Поскольку поле к краю Е-плоскостного рупора почти не спадает, то фазовая ошибка в Е-плоскостном рупоре оказывает большее влияние на ДН, чем в Н-плоскостном. Оптимальным Е-плоскостной рупор становится, когда максимальная фазовая ошибка равна  $\Phi_{\max} = -\pi/2$ . При этом КИП составляет  $\nu_\Phi \cong 0,79$ . Размеры оптимального Е-плоскостного секториального рупора связаны между собой соотношением

$$L_{onm}^E = b_p^2/(2\lambda), \quad (4.16)$$

где  $b_p$  – высота рупора.

Ширина ДН такого рупора оценивается по формулам

$$2\theta_{0,5}^H \cong 68^\circ \lambda/a, \quad 2\theta_{0,5}^E \cong 53^\circ \lambda/b_p. \quad (4.17)$$

По сравнению с Н-плоскостным рупором Е-плоскостной секториальный рупор хуже согласован со свободным пространством и для него КСВ лежит в пределах 1,3...1,7.

Пирамидальный рупор образуется при плавном расширении волновода в обеих плоскостях. Его приближенно можно рассматривать в виде наложения двух Е- и Н-секториальных рупоров. Он позволяет получить ДН, близкую к осесимметричной, с шириной порядка  $10\div 15^\circ$ . Продолжения стенок пирамидального рупора могут пересекаться в одной точке ( $L^E = L^H$ ) и тогда его называют остроконечным. Если они пересекаются в разных точках ( $L^E \neq L^H$ ), рупор называется клиновидным.

Структура поля внутри пирамидального рупора плавно меняется в обеих плоскостях и в нем распространяется волна с фазовым фронтом, близким к сферическому. АФР в раскрыве рупора разделяющееся. В плоскости Е амплитудное распределение почти постоянное, а в плоскости Н косинусоидальное. Фазовые распределения в обеих плоскостях квадратичные. В соответствии с этим ДН пирамидального рупора в главных плоскостях приближенно рассчитываются по формулам, полученным для соответствующих секториальных рупоров.

Для пирамидального рупора также существуют оптимальные размеры. Оптимальные соотношения длины рупора и его раскрыва в каждой плоскости определяются соответствующими соотношениями для секториальных рупоров. Размеры оптимального клиновидного рупора рассчитываются по формулам (4.14) и (4.16), а остроконечного – по формулам

$$L_{opt} = a_p^2 / (3\lambda), \quad b_p \cong 0,8a_p. \quad (4.18)$$

Для правильного сопряжения горловины пирамидального рупора с волноводом должно выполняться соотношение

$$L^H \left(1 - a/a_p\right) = L^E \left(1 - b/b_p\right). \quad (4.19)$$

С целью уменьшения длины пирамидального рупора допускают фазовые искажения в каждой из плоскостей, соответствующие оптимальным секториальным рупорам. Ширина ДН оптимального пирамидального рупора в главных плоскостях определяется по формулам

$$2\theta_{0,5}^H \cong 80^\circ \lambda/a_p, \quad 2\theta_{0,5}^E \cong 53^\circ \lambda/b_p. \quad (4.20)$$

Нормированные амплитудные ДН пирамидальной рупорной антенны при возбуждении ее волной  $H_{10}$  в главных плоскостях приближенно можно рассчитать по формулам (4.3), полагая в них  $a=a_p$ ,  $b=b_p$ . КНД оптимального пирамидального рупора в направлении максимума ДН оценивается по формуле

$$D_0 \cong 6,2 a_p b_p / \lambda^2. \quad (4.24)$$

Для оптимального пирамидального рупора КИП равен  $\nu = 0,49$ .

Поскольку пирамидальный рупор в обеих плоскостях плавно трансформирует волноводную волну в пространственную, он хорошо согласован. Типичные значения КСВН для оптимальных пирамидальных рупоров составляют 1,04...1,15

Конический рупор образуется при плавном увеличении диаметра круглого волновода. При линейной поляризации поля в волноводе поляризация на выходе рупора неустойчива. Поэтому этот тип рупора используется редко, в основном как излучатель круговой или эллиптической поляризации. Структура поля внутри рупора имеет характер сферической волны. При возбуждении рупора круглым волноводом с волной основного типа  $H_{11}$  амплитудное распределение в плоскости Н близко к косинусоидальному, а в плоскости Е оно почти постоянное. Фазовое распределение в обеих плоскостях квадратичное. Размеры оптимального конического рупора связаны между собой соотношением

$$L_{opt} = d_p^2 / (2,4\lambda) - 0,15\lambda, \quad (4.25)$$

где  $L_{opt}$ ,  $d_p$  – оптимальная длина и диаметр раскрытия рупора.

Диаграммы направленности конических рупоров могут рассчитываться апертурным методом с использованием выражений (4.6) и при тех же допущениях, которые были сделаны в случае пирамидального рупора. Ширина ДН оптимального конического рупора в главных плоскостях составляет

$$2\theta_{0,5}^H \approx 70^\circ \lambda/d_p, \quad 2\theta_{0,5}^E \approx 60^\circ \lambda/d_p. \quad (4.26)$$

КНД такой антенны в направлении максимума ДН определяется по формуле

$$D_0 \approx 5(d_p / \lambda)^2. \quad (4.27)$$

Конический рупор хорошо согласован со свободным пространством и КСВ в волноводе имеет величину  $1,1 \dots 1,2$ .

### 4.3. Зеркальные антенны

Во многих областях радиотехники, особенно в радиолокации, радиоастрономии, в радиорелейной связи, связи и телевидении с использованием искусственных спутников Земли широкое применение нашли зеркальные антенны. Зеркальными антеннами называют антенны, формирующие ДН путем отражения электромагнитных волн от металлического зеркала (рефлектора) определенного профиля. Первичным источником электромагнитных волн служит какая-либо слабонаправленная антенна, называемая облучателем. Зеркало (одно или несколько) и облучатель являются основными элементами зеркальной антенны. Наиболее распространенными являются осесимметричные зеркала в виде параболоида вращения. Антенны с параболическими зеркалами называют параболическими зеркальными антеннами (ПЗА).

Принцип действия ПЗА основан на известном из оптики свойстве параболических зеркал преобразовывать в плоский фронт падающей на них (из точки фокуса) сферической волны. При этом на излучающем раскрыве большого размера создается синфазное распределение поля, формирующее узкую ДН. По направленности, эффективности, простоте конструкции зеркальные антенны являются лучшими среди остронаправленных антенн СВЧ диапазона.

Однозеркальные осесимметричные параболические антенны часто возбуждаются полуволновым вибратором с рефлектором или пирамидаль-

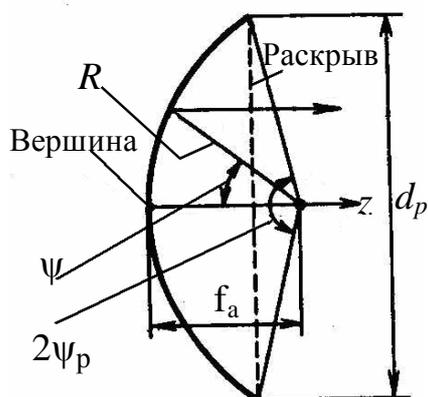


Рис. 4.7. Профиль параболического зеркала.

ным рупором, фазовые центры которых должны находиться в фокусе параболоида (рис. 4.7). Уравнение профиля осесимметричного параболического зеркала в декартовой системе координат определяется формулой

$$R(\psi) = \frac{2f_a}{1 + \cos \psi}, \quad (4.37)$$

где  $R$  – расстояние из фокуса до произвольной точки на поверхности зеркала;  $\psi$  – угол между осью зеркала и направлением из фокуса в произвольную точку на поверхности зеркала;  $f_a$  – фокусное расстояние (расстояние от вершины зеркала до фокуса). Диаметр раскрыва  $d_p$ , полный угол раскрыва зеркала  $2\psi_p$  и его фокусное расстояние  $f_a$  связаны между собой соотношением

$$d_p = 4f_a \operatorname{tg}(\psi_p/2). \quad (4.38)$$

В инженерной практике расчет поля излучения зеркальных антенн проводится апертурным методом. В рамках этого метода задачу решают в два этапа.

Первый этап – решение внутренней задачи об определении распределения поля на раскрыве зеркала.

Второй этап – решение внешней задачи, т.е. определение поля излучения антенны в дальней зоне по найденному распределению поля в раскрыве.

Решение внутренней задачи при заданных геометрических параметрах зеркала и известной ДН облучателя обычно проводится приближенно при следующих допущениях:

– размеры зеркала и радиус кривизны в любой точке его поверхности считают значительно больше длины волны, что при отражении электромагнитных волн от зеркала позволяет применять законы геометрической оптики;

- токи и касательные составляющие электрического поля на неосвещенной стороне зеркала принимаются равными нулю;
- дифракция волн на краю зеркала не учитывается;
- принимается, что внутренняя поверхность зеркала находится в дальней зоне облучателя.

Нормированное распределение амплитуды поля на раскрыве параболического зеркала по известной ДН облучателя, имеющего точечный фазовый центр, в приближении геометрической оптики вычисляется по формуле

$$A(\theta, \varphi) \cong \frac{1 + \cos \theta}{2} F_0(\theta, \varphi), \quad (4.39)$$

где  $\varphi$  – полярная координата в плоскости раскрыва зеркала;  $F_0(\theta, \varphi)$  – нормированная амплитудная ДН облучателя. Фаза поля на раскрыве зеркала при облучателе, находящемся в фокусе, считается постоянной.

Облучатели зеркальных антенн определяют характеристики всей антенной системы. В качестве облучателей параболических зеркал применяются различные слабонаправленные антенны: вибраторные с рефлектором, волноводные, рупорные, спиральные и т. д. К ним предъявляются следующие требования:

- ДН облучателя должна быть близкой к осесимметричной, а уровень боковых лепестков минимальным;
- фронт волны, создаваемой облучателем, вблизи поверхности зеркала должен быть близким к сферическому, т. е. облучатель должен иметь точечный фазовый центр;
- облучатель должен иметь небольшие размеры, чтобы меньше затенять раскрыв зеркала;
- облучатель должен иметь нужную поляризацию, обеспечивать требуемую электрическую прочность и необходимую полосу пропускания;
- конструкция облучателя должна обеспечивать защиту от метеоусловий и допускать возможность герметизации тракта.

Поляризация излучения зеркальных антенн определяется поляризацией облучателя. При этом необходимо учитывать, что в случае круговой поляризации при отражении от металлического зеркала направление вращения плоскости поляризации меняется на противоположное. В случае линейной поляризации её характер при отражении не меняется.

Отклонение фронта волны от сферического приводит к искажению фазового распределения в раскрыве зеркала, что ухудшает характеристики излучения антенны. Затенение облучателем части раскрыва зеркала вызывает рассеяние энергии на облучателе, уменьшение КНД антенны и увеличение уровня боковых лепестков.

Наиболее перспективным являются волноводные и рупорные облучатели с внутренней ребристой поверхностью, имеющие осевую симметрию. Кольцевые канавки обычно имеют глубину не более  $\lambda/4$  и шаг меньше  $0,1\lambda$ . Ребристая структура поддерживает гибридную волну  $HE_{11}$ . У такого облучателя симметричная ДН и низкий уровень кроссполяризации. При 50% -ном изменении частоты ширина ДН меняется на 3...7%. Однако ребристый рупор имеет большой раскрыв. Установка диэлектрической линзы в его раскрыв уменьшает размеры рупора, герметизирует его и позволяет довести КИП до 0,9.

В направлении зеркала нормированная амплитудная ДН облучателя приближенно может быть описана выражением

$$\bar{F}_{\text{обл}}(\psi) \approx \cos^m \psi, \quad m \geq 1. \quad (4.40)$$

Для полуволнового вибратора с линейным рефлектором  $m = 1$ ; для вибратора с дисковым рефлектором  $m = 2$ ; для рупорных облучателей  $m \geq 3$ .

Оптимальное фокусное расстояние зеркала  $f_{\text{опт}}$ , обеспечивающее при заданном диаметре раскрыва  $d_p = 2a_p$  и заданной ДН облучателя  $\bar{F}_{\text{обл}}(\psi)$  наибольшее значение КНД антенны, зависит от диаметра раскрыва зеркала и ДН облучателя. Значения  $f_{\text{опт}}/d_p$  для разных  $m$  приведены в табл. 4.1. Если

Таблица 4.1

$m$	$f_{\text{опт}}/d_p$
1	0,34–0,40
2	0,40–0,50
3	0,50–0,625

решена внутренняя задача и найдено распределение поля в раскрыве зеркала, то поле в дальней зоне находится апертурным методом. ДН ПЗА можно рассчитать, воспользовавшись теоремой о перемножении диаграмм, взяв в качестве элементарного излучателя, как и для всех типов апертурных антенн, элемент Гюйгенса. Для МН круглого раскрыва можно воспользоваться формулой (2.55). Амплитудное распределение поля в раскрыве зеркала выражается через ДН облучателя и параметры зеркала по формуле (4.39). Отраженная от зеркала волна является плоской, поэтому амплитуда волны на пути от поверхности зеркала до плоскости раскрыва остается неизменной.

С целью уменьшения доли энергии, проходящей мимо зеркала, и снижения уровня боковых лепестков диаграмму направленности облучателя выбирают такой, чтобы поле в раскрыве зеркала было спадающим к его краю. В этом случае синфазное нормированное амплитудное распределение поля в раскрыве осесимметричного зеркала часто аппроксимируется полиномом вида

$$\bar{I}(\bar{\rho}) = (1 - \delta) + \delta(1 - \bar{\rho}^2)^n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (4.41)$$

где  $(1 - \delta)$  – уровень поля на краю раскрыва относительно максимального значения в центре, равного единице при  $\delta = 0$ ;  $\bar{\rho}$  нормированная на радиус зеркала  $a_p$  координата в раскрыве.

Тогда нормированная амплитудная ДН параболической зеркальной антенны приближенно может быть рассчитана по принципу перемножения диаграмм направленности (1.22) как произведение ДН элемента Гюйгенса  $\bar{F}_{\text{эл}}(\theta) = (1 + \cos\theta)/2$  и множителя направленности круглого синфазного раскрыва (апертуры)

$$\bar{f}_{\Sigma}(\theta) = \left[ (1 - \delta)\Lambda_1(u) + \delta \frac{\Lambda_{n+1}(u)}{n+1} \right]. \quad (4.42)$$

Для остронаправленных антенн в пределах главного лепестка ДН можно считать  $\bar{F}_{эл}(\theta) \approx 1$ , т.е. ДН зеркальной антенны в основном определяется множителем направленности апертуры. В (4.42) специальная функция  $\Lambda_n(u) = \frac{n! J_n(u)}{(u/2)^n}$  называется лямбда-функцией порядка  $n$  и выражается через функцию Бесселя того же порядка;  $u = ka_p \sin\theta$ . В направлении максимума излучения ( $\theta=0$ ) имеем  $\Lambda_n(0)=1$ ; функции более высоких порядков при этом значении аргумента обращаются в нуль.

Для оценки эффективности ПЗА необходимо знать величину КИП, который представляет собой произведение парциальных КИП, каждый из которых учитывает влияние тех или иных факторов, снижающих общий КИП. После перемножения парциальных КИП получим величину порядка 0,5...0,65. При выбранном облучателе существует оптимальное значение относительного фокусного расстояния  $(f_a/d_p)_{opt.}$ , при котором достигается максимум произведения  $КИП_A \cdot КИП_{Обл.}$ . При малых значениях  $f_a/d_p$  будет  $КИП_{Обл.}$  стремиться к единице, однако ширина ДН облучателя оказывается узкой по сравнению с углом раскрыва зеркала и общий КИП падает из-за слишком неравномерного амплитудного распределения на раскрыве. Произойдет недооблучение края зеркала. Если  $f_a/d_p$  велико, амплитудное распределение выравнивается и  $КИП_A$  растет, однако лишь часть мощности облучателя перехватывается зеркалом, а остальная расходуется бесполезно, увеличивая уровни лепестков в ДН. Происходит «перелив энергии» через край зеркала.

Как показывают оценки, максимальная величина КИП достигается, если уровень поля на краю зеркала на (9...14) дБ ниже его значения в центре. В этом случае осесимметричная ПЗА имеет параметры:

Параболическую антенну с осесимметричным зеркалом (параболоидом вращения) и облучателем линейной поляризации рассмотренных выше типов при оптимальном фокусном расстоянии характеризуют параметры:

$$\text{ширина ДН (в радианах) в плоскости } H(\varphi=0): 2\theta_{0,5}^H \approx 1,2\lambda/d_p; \quad (4.43)$$

$$\text{ширина ДН (в радианах) в плоскости } E(\varphi=\pi/2): 2\theta_{0,5}^E \approx 1,3\lambda/d_p; \quad (4.44)$$

$$\text{КНД в направлении максимума излучения: } D_0 \approx 5,5(d_p/\lambda)^2; \quad (4.45)$$

$$\text{КБВ в фидере облучателя: } K_{\text{БВ}} = \frac{1 - \lambda D_{\text{обл}} / (4\pi f_a)}{1 + \lambda D_{\text{обл}} / (4\pi f_a)}, \quad (4.46)$$

Для уменьшения реакции зеркала на облучатель у вершины параболоида устанавливают компенсирующий дисковый отражатель. Его диаметр  $d_k$  и минимальное удаление от вершины параболоида  $z_k$  определяют по формулам

$$d_k \cong \sqrt{4\lambda f / \pi}; \quad z_k \cong \lambda / 24. \quad (4.47)$$

Другим способом уменьшения реакция зеркала на облучатель является использование усеченного параболоида с облучателем, вынесенным из поля отраженных от параболоида волн. Для уменьшения массы и ветровой нагрузки, а также снижения уровня кроссполяризованного излучения поверхность зеркала перфорируют или выполняют решетчатой.

Случайные погрешности выполнения профиля зеркала ограничивают КНД параболической антенны со стороны высоких частот; при определенной минимальной длине волны  $\lambda_{\text{min}}$  он начинает резко уменьшаться. При серийном производстве зеркал диаметром порядка 1 м максимально допустимое отклонение от профиля составляет 1 мм. Допуски на отклонение профиля зеркала от параболы и на точность установки облучателя в фокусе параболоида вдоль его оси определяются по формулам

$$\Delta\rho_1 \leq \frac{\lambda}{16(1 + \cos\theta_p)}; \quad \Delta\rho_2 \leq \frac{\lambda}{16(1 - \cos\theta_p)}. \quad (4.48)$$

Смещение  $\Delta x$  облучателя из фокуса в направлении, перпендикулярном фокальной оси зеркала, вызывает отклонение максимума ДН антенны в сторону, противоположную смещению облучателя на угол (в радианах)

$$\delta\theta \approx K_p \Delta x / f, \quad (4.49)$$

где  $K_p$  – коэффициент редукиции, зависящий от размеров и фокусирующих свойств антенны и определяемый по формуле

$$K_p \approx 1 - 0,5(0,5R_3 / f)^2. \quad (4.50)$$

Длинноволновая граница использования ПЗА условно может быть принята равной  $\lambda_{\max} \approx d_p/(3\dots 5)$ .

Двухзеркальные антенны являются радиотехническим аналогом известных в астрономической оптике телескопов Кассегрена и Грегори. Двухзеркальная антенна состоит из большого зеркала, малого зеркала и облучателя (рис. 8). Большое зеркало является параболоидом вращения или вырезкой из него. Малое зеркало может быть частью двухполостного гиперболоида вращения (в системе Кассегрена) или частью эллипсоида (в системе Грегори).

Принцип действия двухзеркальной системы Кассегрена основан на следующем известном свойстве гиперболического зеркала: если в одном из фокусов  $F_1$  гиперболоида вращения поместить точечный источник, то отраженные от поверхности второй полости гиперболоида лучи образуют расходящийся пучок с центром во втором фокусе  $F_2$  (см. рис. 4.8,а).

Таким образом, для нормальной работы двухзеркальной антенны необходимо в одном из фокусов малого гиперболического зеркала ( $F_1$ ) поместить фазовый центр облучателя, а второй фокус ( $F_2$ ) совместить с фокусом параболоического зеркала. В этом случае большое зеркало будет облучаться так, как если бы некоторый фиктивный облучатель находился в его фокусе. При этом следует учитывать, что ДН реального и фиктивного облучателей будут неодинаковыми.

Двухзеркальная система Грегори отличается от системы Кассегрена лишь тем, что вспомогательное зеркало является вырезкой из эллипсоида вращения (рис. 4.8,б). Последний обладает тем свойством, что если в один из его фокусов  $F_1$  поместить сосредоточенный источник, то отраженные от внутренней поверхности лучи соберутся в его втором фокусе  $F_2$ . Следова-

тельно, если фазовый центр облучателя поместить в один из фокусов эллипсоида  $F_1$ , а второй фокус  $F_2$  совместить с фокусом параболического зеркала, то система будет работать аналогично предыдущей. Более распространенными являются антенны типа Кассегрена, так как они имеют меньшую осевую длину и обеспечивают меньшие фазовые искажения.

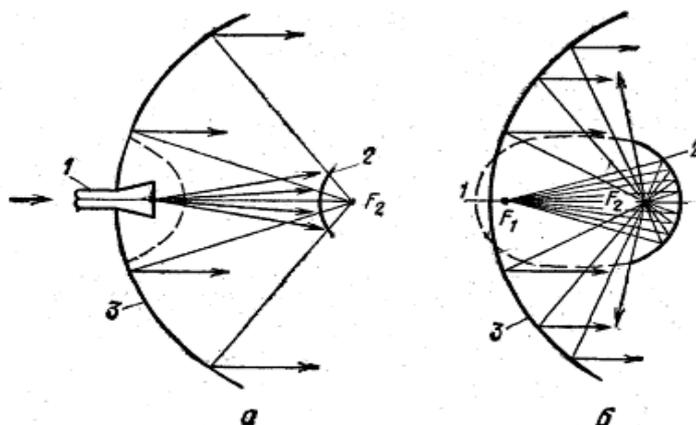


Рис. 4.8. Двухзеркальные антенны: *а* - система Кассегрена, *б* – система Грегори;  
1 – облучатель, 2 – малое зеркало, 3 – большое зеркало

Основными достоинствами двухзеркальных антенн, по сравнению с однозеркальными, являются следующие:

- при одинаковых типах облучателей двухзеркальные антенны имеют меньшие продольные размеры и меньшую длину фидерного тракта от приемника или передатчика до облучателя, что способствует снижению шумовой температуры;
- они позволяют осуществить сканирование за счет перемещения малого зеркала, не прибегая к перемещению облучателя, вследствие чего становится ненужным подвижное сочленение в фидерном тракте;
- двухзеркальные антенны позволяют исключить воздействие отраженной от зеркала волны на облучатель и поляризационными методами устранить теневой эффект малого зеркала.

Недостатком является обратная реакция малого зеркала на облучатель и увеличенное затенение раскрыва по сравнению с однозеркальной схемой. Тем не менее, при оптимизации размеров малого зеркала и облучателя можно получить общий КИП порядка 0,6...0,65. Реакцию малого зеркала на облуча-

тель уменьшают посредством специальной коррекции профиля малого зеркала, ставя, например, в его центр рассеивающую коническую насадку.

Для приближенного расчета ДН двухзеркальной антенны комбинацию большого и малого зеркал можно заменить одним эквивалентным зеркалом, которое также является параболоидом вращения. При этом как реальное, так и эквивалентное параболические зеркала имеют одинаковые диаметры. Связь между параметрами этих зеркал устанавливается соотношением

$$\frac{f_{\text{э}}}{f} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_p}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_{p\text{э}}}{2}}, \quad (4.51)$$

где  $2\theta_{p\text{э}}$  и  $f_{\text{э}}$  – угол раскрытия и фокусное расстояние эквивалентного зеркала;  $2\theta_p$  и  $f$  – угол раскрытия и фокусное расстояние реального зеркала.

Таким образом, благодаря введению понятия эквивалентного зеркала, расчет ДН двухзеркальной системы можно проводить апертурным методом, как и в случае однозеркальной антенны. Применение двухзеркальных антенн целесообразно при формировании ДН с шириной менее 2...3 градусов. В противном случае возникают потери за счет «перелива энергии» через край малого зеркала.

#### 4.4. Линзовые антенны

Широкое применение в антенной технике в СВЧ диапазоне получили линзовые антенны. Состоят они из электромагнитной линзы и облучателя, фазовый центр которого совмещен с фокусом линзы.

Электромагнитная линза – это радиопрозрачное тело, ограниченное двумя поверхностями: освещенной криволинейного профиля и плоской поверхностью апертуры. К линзам предъявляются следующие основные требования: они должны иметь малые тепловые потери и быть хорошо согласованными с окружающим пространством.

Облучатель предназначен для создания нужного амплитудного распределения на раскрытии линзы. Он должен иметь точечный фазовый центр и

обеспечивать требуемую поляризацию поля излучения. В качестве облучателей используются слабонаправленные антенны, такие как рупорные, открытые концы волноводов, вибраторы с рефлекторами и т. д.

В отличие от оптического диапазона линзы в радиодиапазоне могут быть как замедляющими, так и ускоряющими. На практике чаще всего используются диэлектрическая (замедляющая) и металлопластинчатая (ускоряющая, использующая волноводное распространение) линзы. Размеры раскрытия линзовых антенн обычно велики по сравнению с длиной волны, поэтому они относятся к остро направленным антеннам и предназначены для формирования узких ( $2\theta_{0,5} < 10^\circ$ ) ДН.

Принцип действия линзовых антенн заимствован из оптики и заключается в преобразовании расходящегося пучка лучей от слабонаправленного источника в параллельный пучок лучей или в преобразовании сферического фронта волны облучателя в плоский волновой фронт на выходе линзы. Благодаря этому удается получить плоский синфазный раскрыв требуемого размера и сформировать узкую ДН.

Приближенная теория линзовых антенн строится на основании законов геометрической оптики. Их применение возможно, если диаметр линзы, ее фокусное расстояние и радиус кривизны поверхности линзы много больше длины волны. Так как обычно линзы имеют большие электрические размеры, эти условия выполняются. В случае неоднородной линзы изменение амплитуды поля и параметров материала в пределах расстояния порядка длины волны в линзе должны быть не велики. Уравнение профиля линзы находится из условия постоянства электрической длины или оптического пути луча к поверхности равных фаз по любому направлению, проведенному из точки фокуса.

При известном распределении возбуждающего поля в апертуре амплитудные ДН осесимметричных линзовых антенн рассчитываются апертурным методом по формуле (2.55), что и ДН круглых синфазных раскрытий. С целью уменьшения доли энергии, проходящей мимо линзы, и следовательно

снижения уровня боковых лепестков, ДН облучателя выбирают такой, чтобы она обеспечивала спадающее к краям линзы амплитудное распределение. Уровень боковых лепестков у линзовых антенн составляет минус (15...25) дБ.

В качестве облучателя линзовой антенны может использоваться укороченный пирамидальный рупор. Установив линзу в раскрыве этого рупора так, чтобы ее фокус был совмещен с фазовым центром рупора, можно сферическую волну, распространяющуюся в рупоре, преобразовать в плоскую и тем самым существенно уменьшить фазовые искажения в раскрыве. Такие антенны называются рупорно-линзовыми. Их амплитудные ДН рассчитываются по формулам для синфазных раскрывов с постоянным в одной плоскости и косинусоидальным в другой распределениями поля.

КНД линзовых антенн в направлении максимума ДН приближенно определяют по формуле

$$D_0 \approx 7,5S_p / \lambda^2, \quad (4.52)$$

где  $S_p$  – площадь раскрыва линзы.

С целью согласования линз с окружающим пространством их коэффициент (показатель) преломления, равный  $n = \sqrt{\epsilon}$ , обычно выбирают в пределах 1,5...1,7 для замедляющих линз и 0,5...0,8 для ускоряющих. КБВ в фидере облучателя линзовой антенны для диэлектрических линз равен  $1/n$  и  $n$  для металлопластинчатых линз. Ускоряющие линзы обычно толще.

Для уменьшения толщины линз их зонируют, делая профиль ступенчатым. Зонирование линзы основано на том факте, что синфазность раскрыва обеспечивается не только при равенстве оптических путей от фокуса до раскрыва, но и при отличии их на  $m\lambda$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ . Фазы оптических путей при этом отличаются на  $2\pi m$ . Зонированные линзы имеют более низкий КИП. Зонирование замедляющей линзы сужает ее полосу пропускания. Зонирование ускоряющей линзы, наоборот, расширяет ее диапазонность.

Антенна на замедляющей линзе схематично изображена на рис. 4.4а. Уравнение профиля осесимметричной замедляющей диэлектрической линзы в сферической системе координат имеет вид

$$\rho(\theta) = \left( \frac{n-1}{n \cos \theta - 1} \right) f, \quad (4.53)$$

где  $\rho$  – расстояние из фокуса до произвольной точки на поверхности линзы,  $\theta$  – угол между осью линзы и направлением из фокуса в произвольную точку на поверхности линзы,  $f$  – фокусное расстояние,  $n$  – коэффициент преломления диэлектрика.

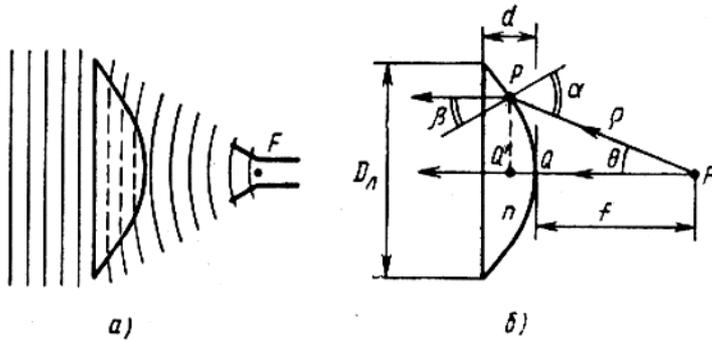


Рис. 4.4. Диэлектрическая линза (а) и ход лучей в ней (б).

Уравнение (4.53) при  $n > 1$  является уравнением гиперболы, т.е. освещенная поверхность линзы имеет гиперболический профиль. Толщина линзы  $d$  также находится из

геометрических соображений (см. рис. 4.4,б):

$$f + nd = \frac{D_l}{2 \operatorname{tg} \theta_p}, \quad (4.54)$$

где  $D_l$  – диаметр линзы,  $\theta_p$  – угол между осью линзы и направлением из фокуса на её край.

На практике часто выбирают  $D_l \approx f$ . Тогда, если  $d$  и  $f$  известны, этот угол равен

$$\theta_p = \operatorname{arctg} \left[ \frac{D_l}{2(f+d)} \right]. \quad (4.55)$$

Угол  $2\theta_p$  называют углом раскрыва линзы. Зная его, можно рассчитать или выбрать облучатель линзы, так как для достижения максимального КНД ширина ДН облучателя на уровне 0,1 по мощности должна быть равна углу раскрыва линзы.

КПД диэлектрических линзовых антенн находится как

$$\eta \cong \exp\left(-\frac{2\pi nd_{cp}}{\lambda} \operatorname{tg} \delta\right), \quad (4.56)$$

где  $\operatorname{tg} \delta$  – тангенс угла потерь в диэлектрике,  $d_{cp}$  – средняя толщина линзы.

Допуски на отклонение профиля диэлектрической линзы от теоретической кривой и на точность установки облучателя в фокусе (в направлении оси линзы) определяются по формулам

$$\Delta\rho_1 \leq \frac{\lambda}{16(n-1)}; \quad \Delta\rho_2 \leq \lambda/2. \quad (4.57)$$

Диэлектрические линзы являются широкополосными, поскольку  $\varepsilon$  от частоты почти не зависит. Применяются в основном в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн, где имеют приемлемые массогабаритные параметры.

Антенны на ускоряющих линзах. В сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн нашли применение ускоряющие металлопластинчатые линзы. Они выполняются из набора тонких параллельных металлических пластин, расположенных на расстоянии  $a$  друг от друга и образующих на срезах вогнутую поверхность (рис. 4.5а). Пластины должны быть параллельны вектору напряженности электрического поля падающей волны. Пространство между пластинами можно рассматривать как плоские волноводы, размер узких стенок которых (высота) значительно больше расстояния между

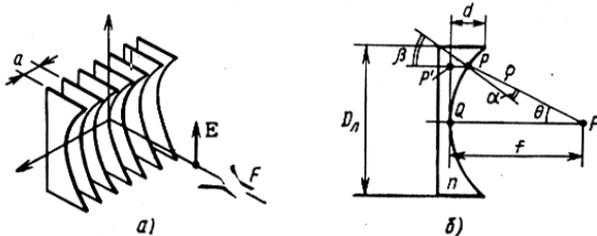


Рис. 4.5. Металлопластинчатая линза (а) и ход лучей в ней (б).

пластинами  $a$ . Эти волноводы имеют эффективный показатель преломления

$$n = \frac{c}{v_\phi} = \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} < 1 \quad (4.58)$$

и предполагается, что в них распространяется волна основного типа  $H_{10}$ . Чтобы существовала только эта волна, расстояние между пластинами должно быть в пределах  $\lambda/2 < a < \lambda$ .

Уравнение профиля ускоряющей линзы также находится из условия постоянства оптического пути луча к поверхности равных фаз по любому направлению, проведенному из точки фокуса. В результате снова приходим к уравнению (4.53), но в котором уже  $n < 1$ . При  $n < 1$  это уравнение является уравнением эллипса.

Толщина линзы  $d$  (см. рис. 4.5,б) находится из соотношения

$$f - nd = \frac{D_l}{2 \operatorname{tg} \theta_p}. \quad (4.59)$$

где  $D_l$  – диаметр линзы,  $\theta_p$  – угол между осью линзы и направлением из фокуса на край.

Такая линза фокусирует излучение в плоскости  $E$ . Если толщина линзы  $d$  будет также переменной и иметь эллиптический профиль, то линза будет фокусировать излучение и в плоскости  $H$ .

Для металлопластинчатой линзы допуски на отклонение профиля от теоретической кривой и на точность установки облучателя в фокусе (в направлении оси линзы) определяются по формулам (4.57).

Металлопластинчатые линзы узкополосны, так как показатель преломления (4.34) зависит от  $\lambda$ . КИП у них может достигать значений 0,8...0,85. Металлопластинчатые линзы конструктивно просты. Их применение в рупорных антеннах позволяет существенно уменьшить длину рупора. Однако конструкции большемерных антенн на ускоряющих линзах оказываются громоздкими и в этом смысле они уступают, например, зеркальным антеннам.

Антенны на неоднородных линзах. Применяя неоднородные среды с переменной диэлектрической проницаемостью, можно построить семейство линз, у которых фокусировка осуществляется за счет изменения коэффициента преломления. Для получения синфазного раскрытия коэффициент преломления среды внутри линзы должен убывать от центра к ее краю. Из семейства неоднородных линз наиболее известна линза Люнеберга. Линза

Люнеберга с центральной симметрией имеет форму сферы (рис. 4.6, а). Ее коэффициент преломления меняется по закону

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad (4.60)$$

где  $a$  – радиус сферы,  $r$  – текущий радиус точки внутри сферы.

Сферический фазовый фронт сосредоточенного источника, расположен-

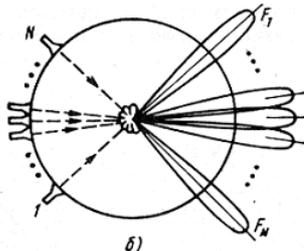
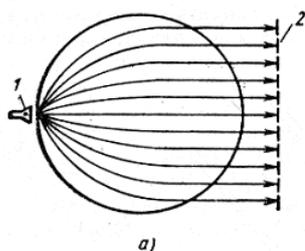


Рис. 4.6. Сферическая линза Люнеберга (а) и сканирование ДН в антенной системе на основе такой линзы (б).

ного на поверхности линзы, она преобразует в плоский волновой фронт. В конструктивном отношении линза может представлять набор однородных concentрических слоев из радиочастотной пенокерамики. Плотность

слоев должна уменьшаться от центра к периферии, чтобы обеспечить требуемый профиль коэффициента преломления ( $n = \sqrt{2}$  в центре линзы и  $n = 1$  на ее поверхности).

Так как коэффициент преломления на поверхности линзы равен коэффициенту преломления окружающей среды, это обеспечивает ее хорошее согласование с пространством.

У линз Люнеберга излучающий раскрыв имеет вид полукольца. Для расчета ДН в плоскости фокусировки (например, в горизонтальной плоскости) излучающий раскрыв заменяется эквивалентной синфазной ЛНС. В вертикальной плоскости раскрыв линзы заменяют эквивалентной ЛНС с бегущей волной. Уровень боковых лепестков в обеих плоскостях лежит в пределах минус (13...18) дБ. Эти линзы удобны для применения в антенных системах со сканированием (без искажений) ДН. Сканирование осуществляется посредством простого перемещения облучателя по поверхности сферы (рис. 4.6,б). Если на поверхности сферы разместить несколько неподвижных облучателей, то получится многолучевая антенная система.

### Вопросы для самоконтроля

1. Схема расчёта волноводного излучателя апертурным методом.
2. С какой целью от волноводного излучателя переходят к рупорным антеннам?
3. Основные типы рупорных антенн и их ДН.
4. Конструкции и принципы действия антенн на замедляющих и ускоряющих линзах.
5. Антенна на основе линзы Люнеберга и её применение.
6. Однозеркальные параболические антенны, конструкции, применения.
7. Схемы построения двухзеркальных антенн Кассегрена и Грегори, особенности их характеристик по сравнению с однозеркальными антеннами.
8. Требования к облучателям зеркальных антенн.

## 5. АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ

Под антенными решётками (АР) понимают дискретную систему однотипных излучателей, расположенных в пространстве по определенному закону и определенным образом возбуждаемых. Число элементов в решётке может быть от единиц до нескольких тысяч.

### 5.1. Волноводные щелевые антенные решётки

Подобные антенны представляют собой систему щелей, прорезанных в стенках волновода. Чаще всего используются полуволновые резонансные щели на широкой или узкой стенках прямоугольного волновода, в котором распространяется волна основного типа. Возбуждение щели происходит за счет того, что её пересекают электрические токи, текущие по внутренней поверхности волновода.

Рассмотрим такой волновод в его поперечном сечении. Магнитное поле имеет две компоненты:  $H_x$  и  $H_z$ , которые соответственно порождают поверхностные электрические токи  $j_z$  и  $j_{x,y}$  (рис. 5.1). Из электродинамики из-

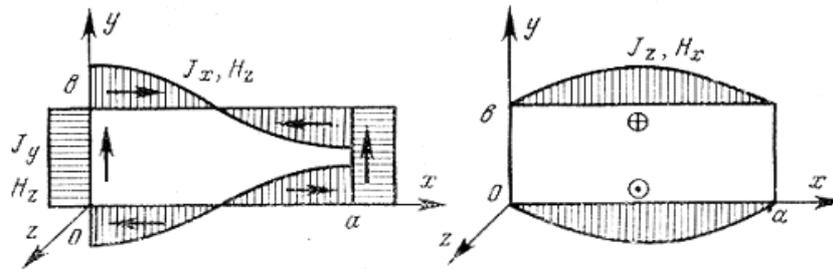


Рис. 5.1 Распределение токов на стенках прямоугольного волновода

вестно, что компонента электрического тока есть ортогональная ей компонента напряженности магнитного поля, взятая на поверхности экрана.

Продольные токи у волны  $H_{10}$  существуют только на широких стенках, где поле имеет вариацию. Зная распределение токов, можно представить картину возбуждения щелей (рис. 5.2.)

Щель I возбуждается током  $j_z$ , причём наиболее интенсивно, если выполнена в середине широкой стенки. Продольная щель V не возбуждается ни

$j_x$ , ни  $j_z$ , так как прорезана в середине широкой стенки, где  $j_x = 0$ . Поэтому она не является излучающей; используется в волноводных измерительных линиях. Продольная щель II возбуждается  $j_x$  и тем сильнее, чем ближе к краю. Наклонная щель III возбуждается  $j_y$ . Наклонная щель IV возбуждается как  $j_z$ , так и  $j_x$ .

Все рассмотренные щели излучают поле линейной поляризации, с век-

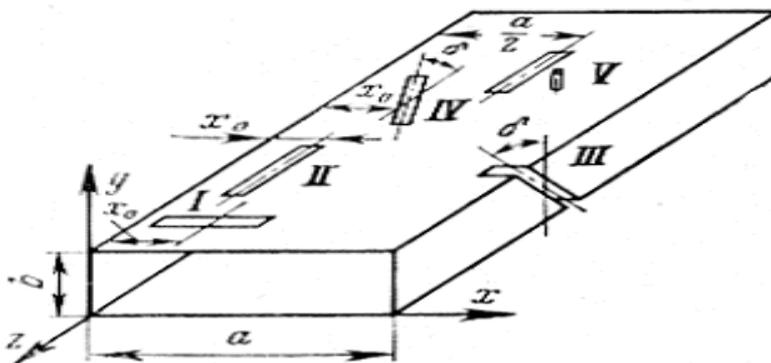


Рис. 5.2 Разновидности щелей в прямоугольном волноводе.

тором  $\vec{E}$ , перпендикулярным длинной стороне щели. Для излучения волн круговой поляризации используют крестообразные щели в широкой стенке, расположенные по одну сторону от оси волновода. Направление вращения плоскости поляризации зависит от направления распространения волны в волноводе или от того, по какую сторону от оси прорезана щель. Сдвиг по фазе на  $(\pm \pi/2)$  обеспечивается самими токами  $j_z$  и  $j_x$ , имеющими такие сдвиги, а равенство их амплитуд обеспечивается положением центра щели относительно оси волновода или стенки. Лучшие характеристики имеют наклонные (по отношению к оси волновода) крестообразные щели.

Рассмотрим схемы замещения щелей. Излучение щели нагружает волновод и влияет на его режим. Часть мощности излучается, часть отражается от щели назад в сторону генератора, а часть проходит по волноводу. При анализе реакции щели на волновод последний заменяют эквивалентной длиной линии, а щель представляется в виде четырехполюсника с потерями на излучение. Это позволяет использовать математический аппарат теории цепей при анализе волноводно-щелевых антенн. Наиболее простые схемы замеще-

ния у резонансных продольных и поперечных щелей в широкой стенке волновода.

Поперечная резонансная щель в широкой стенке прерывает продольные токи, т.е. токи, текущие вдоль оси волновода. Поэтому потери на излучение можно учесть, последовательно включив в линию эквивалентное активное сопротивление (рис. 5.3а). Для нормированного сопротивления получается формула

$$\bar{R} \cong 0,523 \left( \frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^3 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2 \left( \frac{\pi\lambda}{4a} \right) \sin^2 \left( \frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (5.1)$$

$x_0$  – смещение центра щели относительно узкой стенки волновода.

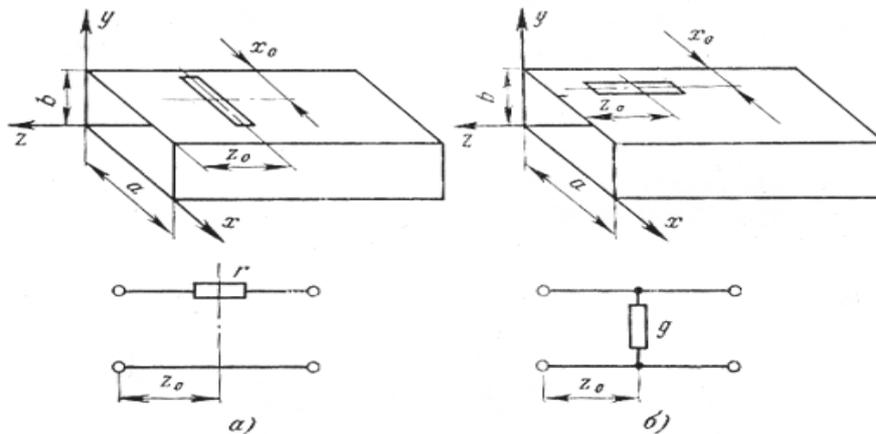


Рис. 5.3 Схемы замещения поперечной (а) и продольной (б) щелей в прямоугольном волноводе

Если волновод короткозамкнутый на одном конце, то щели пререзают в максимумах продольного тока, на расстояниях  $\lambda_g / 2 + m\lambda_g$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  от этого конца. Тогда щель будет наиболее интенсивно возбуждаться и излучать.

Продольная резонансная щель в широкой стенке прерывает линии поперечных электрических токов. Эти токи ответвляются от продольных в параллельно подсоединенные короткозамкнутые четвертьволновые (так как щель резонансная) шлейфы. Поэтому схема замещения имеет вид шунтирующей нормированной (умноженной на волновое сопротивление) проводимости (см. рис. 5.3б), определяемой по формуле

$$\bar{G} \cong 2,09 \frac{a\lambda_g}{b\lambda} \cos^2 \left( \frac{\pi\lambda}{2\lambda_g} \right) \cos^2 \left( \frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (5.2)$$

где  $x_0$  – смещение центра щели относительно узкой стенки волновода.

В таком короткозамкнутом на одном конце волноводе максимумы поперечных токов образуются на расстояниях  $\lambda_g/4 + m\lambda_g/2$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , от этого конца. В этих сечениях и прорезают щели.

Теперь перейдем непосредственно к волноводно-щелевым антенным решеткам (ВЩАР). Они могут быть двух типов – резонансными (режим стоячих волн) и нерезонансными (режим бегущих волн).

Резонансные ВЩАР выполняют на основе закороченных на одном конце волноводов (рис. 5.4). Если щели поперечные и расстояния между ними рав-

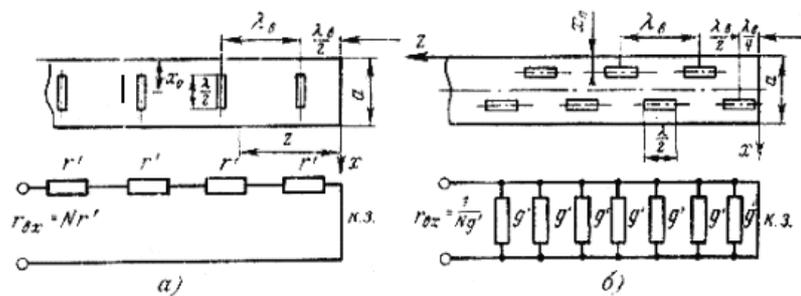


Рис. 5.4. Резонансные волноводные щелевые решетки на синфазно связанных (а), переменнорезонансно связанных (б) щелях и их схемы замещения

но длине волны в волноводе  $\lambda_g$ , то решётка будет на синфазно связанных с полем волновода щелях (рис. 5.4, а). Излучает составляющая тока  $j_z$ . На рис. 5.4,б условно показана резонансная ВЩАР на переменнорезонансно связанных с полем волновода щелях. Излучает составляющая тока  $j_x$ . В обоих случаях возбуждение всех щелей синфазное, так как во втором случае следует учесть дополнительный фазовый сдвиг на  $\pi$  за счет размещения щелей по разные стороны от осевой линии. Поэтому у обеих решеток направление максимума излучения нормально к широкой стенке волновода.

Нормированные входные сопротивления и проводимости этих решеток (на рис. 5.4 обозначены как  $r'$  и  $g'$ ) соответственно равны

$$\bar{R}_{\text{вх}} = N\bar{R}_1, \quad \bar{G}_{\text{вх}} = N\bar{G}_1. \quad (5.3)$$

Для того чтобы в возбуждающем волноводе установился режим бегущих волн, должно выполняться условие полного согласования

$$\bar{R}_{\text{вх}} = \bar{G}_{\text{вх}} = 1. \quad (5.4)$$

Его выполнения на резонансной частоте добиваются посредством подбора требуемых значений  $\bar{R}_1$  и  $\bar{G}_1$  по формулам (5.1), (5.2).

КНД волноводно-щелевых антенных решеток оценивается по формуле

$$D_0 \approx 3,2N. \quad (5.5)$$

В антенне на синфазно связанных с полем волновода щелях из-за большого шага решётки, равного  $\Lambda_g$ , в видимой области присутствуют дифракционные максимумы. Для их устранения поступают следующим образом: берут две параллельных синфазно запитанных решётки, сдвинутых в осевом направлении друг относительно друга на  $\Lambda_g/2$ . Это уменьшает в два раза шаг решётки и вытесняет дифракционные максимумы в область мнимых углов. Полоса пропускания у синфазных резонансных ВЦАР, как и у всех резонансных систем, составляет несколько процентов.

Чтобы увеличить полосу пропускания решётки, применяют несинфазные (нерезонансные) ВЦАР бегущей волны. Нерезонансные ВЦАР от резонансных отличаются тем, что волновод нагружается на свободном конце на согласованную (поглощающую) нагрузку. В отсутствие щелей в волноводе устанавливается режим бегущей волны. Щели располагаются на таком расстоянии  $d$  одна от другой, которое обеспечивает фазовый набег между двумя соседними щелями, соответствующей бегущей волне, т.е.

$$\Delta\Phi = 2\pi d / \Lambda_g \text{ для синфазно связанных щелей,}$$

$$\Delta\Phi = 2\pi d / \Lambda_g \pm \pi \text{ для переменнoфазно связанных щелей.}$$

Пример ВЦАР из наклонных щелей в узкой стенке волновода показан на рис. 5.9. Щели поочередно наклонены в разные стороны, что обеспечивает их переменнoфазное возбуждение. Связь щелей с волноводом подбирается

такой, чтобы до поглотителя дошло бы не более 20% мощности, тогда КПД антенны будет не менее 80%. Положение максимума излучения, как у ЛНС с

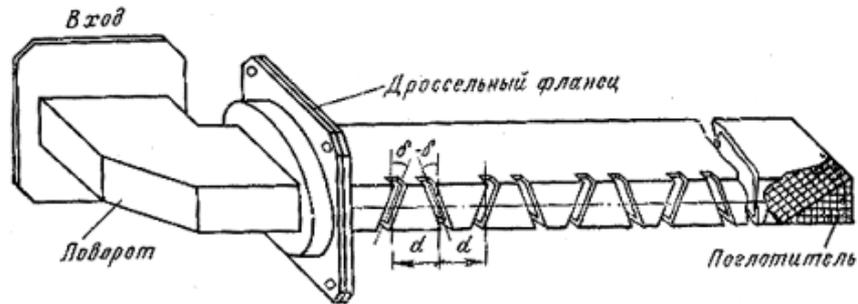


Рис. 5.5. Нерезонансная волноводная щелевая антенная решётка

бегущей волной, равно

$$\theta_0 = \arccos \xi, \quad \xi = \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}. \quad (5.6)$$

Поскольку расстояние между щелями для большинства сечений отличаются от  $\lambda_g/2$ , отражения от отдельных щелей значительно компенсируют друг друга и режим бегущей волны сохраняется в более широкой полосе частот по сравнению с резонансной решёткой. Когда  $d = \lambda_g/2$ , отражения от щелей суммируются, КСВ возрастает и излучение резко падает.

В расчетах характеристик излучения предполагают геометрию щелей и расстояния между ними одинаковыми, а амплитудное распределение берут постоянным. Тогда нормированный множитель направленности решетки в продольной плоскости будет определяться формулой (1.78). Чтобы получить ДН решетки, необходимо эту функцию согласно принципу перемножения диаграмм умножить на ДН одиночной полуволновой щели в плоском экране, которая в этой плоскости для продольной щели определяется формулой

$$\bar{F}_{эл}(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \sin \theta)}{\cos \theta}, \quad (5.7)$$

где угол  $\theta$  отсчитывается от нормали к широкой стенки волновода.

Для поперечной щели в продольной плоскости  $\bar{F}_{эл} = 1$ . КНД ВЦАР оценивают по формуле  $D \approx 3,2N$ .

Основные достоинства ВЦАР – в отсутствии выступающих частей и

компактности распределительной системы, а также в возможности легкой реализации нужных амплитудных распределений путем регулирования связи щелей с волноводом. Компактность и возможность выполнения щелевых антенн заподлицо с металлической обшивкой делают их весьма удобными для размещения на летательных аппаратах. Недостатком может являться их узкополосность.

## 5.2. Фазированные антенные решётки

Фазированные антенные решётки (ФАР) представляют собой системы излучателей, фазы возбуждающих токов в которых подобраны так, чтобы в заданном направлении получить остронаправленное излучение. Реализация линейных фазовых распределений возбуждения в них осуществляется путем разбиения раскрыва на большое число отдельных излучателей с независимым управлением фазой возбуждения каждого из них. Посредством изменения фаз возбуждающих токов главный лепесток амплитудной ДН антенной решетки перемещают (сканируют) в пространстве по определенному закону, причем этот процесс возможен как в передающем, так и в приемном режимах работы решётки.

В качестве элементов ФАР применяют слабонаправленные и направленные антенны с различными частотными свойствами и поляризацией излучения. Это могут быть вибраторы, спиральные, логопериодические, диэлектрические стержневые, щелевые, рупорные антенны и другие. Часто элементы ФАР, включая схемы питания, выполняют по печатной технологии. Ширина ДН излучателя в решётке должна быть не менее сектора сканирования луча.

Классификацию антенных решёток проводят в зависимости от расположения излучателей в пространстве, размещения их в решётке, шага решётки, способа возбуждения и сканирования, а также типа применяемого излучателя. Различают линейные, криволинейные, плоские, цилиндрические, конические и сферические ФАР.

Цилиндрические и конические ФАР (рис. 5.6 и 5.7) предназначены для

кругового сканирования в плоскости основания. Максимальное значение КУ они имеют в направлении нормали к поверхности. Сферические ФАР (рис. 5.8) предназначены для полусферического обзора пространства. По сравнению с другими конформными ФАР они обладают наибольшим КУ и минимальным его изменением при сканировании, которое осуществляется во всей

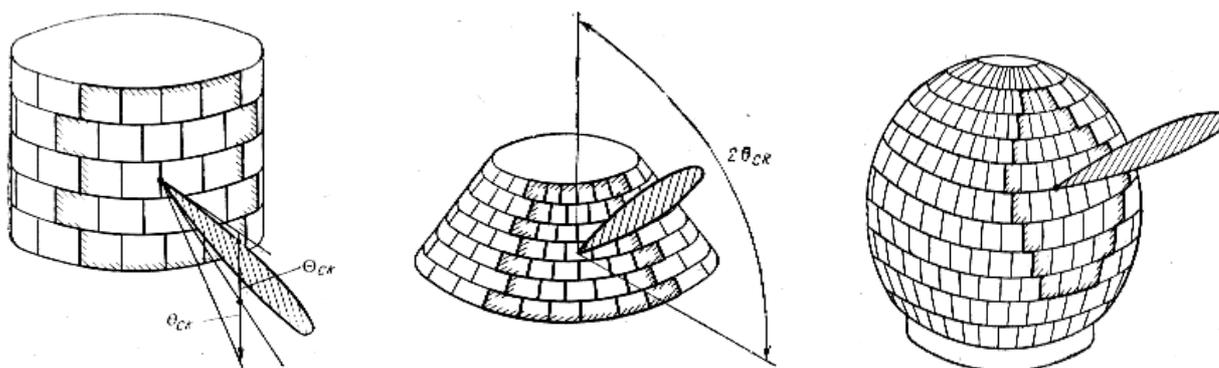


Рис. 5.6. Цилиндрическая ФАР    Рис. 5.7. Коническая ФАР    Рис. 5.8. Сферическая ФАР

сфере конформным перемещением излучающей области. Форма и размеры этой области определяются требуемой формой и шириной главного лепестка ДН. Недостатком сферической ФАР является ее высокая стоимость, связанная с большим числом излучающих элементов ( $N \approx 10^4 \dots 10^5$ ).

В зависимости от расположения излучателей в пространстве принято выделять выпуклые антенные решетки, к которым кроме конических, цилиндрических и сферических относятся также ФАР, размещаемые на выпуклой поверхности объекта, например летательного аппарата. Последние называют еще конформными, подчеркивая связь между характеристиками сканирования и размещением излучателей в пространстве. Конформные ФАР обеспечивают конформное сканирование (сканирование без изменения параметров ДН) в широком угловом секторе или во всей полусфере. Это достигается перемещением излучающей области по поверхности ФАР посредством коммутации питания излучателей, причем форма, размеры и АФР в пределах излучающей области остаются неизменными; изменяется только направление главного максимума.

Плоские ФАР имеют ограниченный сектор сканирования, не превыша-

ющий  $\pm(40...50^\circ)$ , и являются узкополосными. Широкоугольное электрическое сканирование, в том числе и круговой обзор, при работе в широкой полосе частот можно обеспечить, перейдя от плоских решёток к выпуклым. Расширить сектор сканирования плоских решёток также можно, применяя гибридные ФАР. Гибридными ФАР называют электрические сканирующие устройства, включающие ФАР в качестве облучателя и пассивную неуправляемую фокусирующую систему, – зеркальную или линзовую.

Гибридные ФАР зеркального типа строят по однозеркальной (рис.

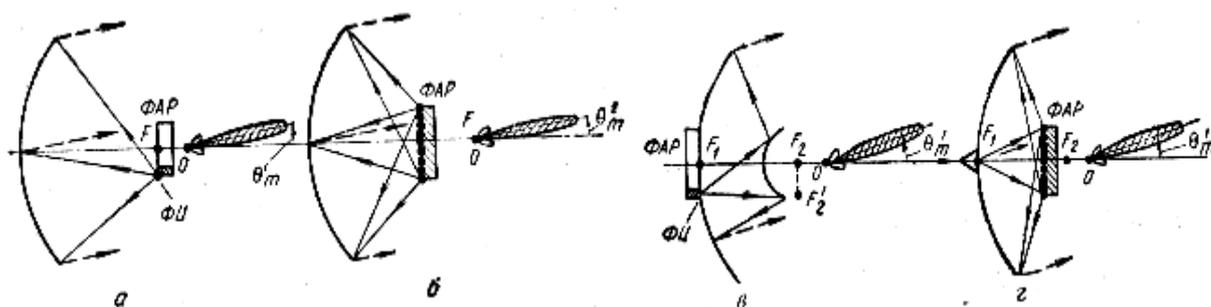


Рис.5.13. Гибридные ФАР зеркального типа

5.13,а,б) и двухзеркальной (рис. 5.13,в,з) схемам, в которых ФАР используется в качестве облучателя. Если она располагается в фокальной плоскости зеркала (рис. 5.13,а,в), то её фазовый центр при сканировании смещается из фокуса посредством электрических коммутаторов. Элементы ФАР в этом варианте включаются поочередно, что ограничивает мощность излучения решётки. Другой вариант (рис. 5.13,б,з) предполагает расположение ФАР вне фокальной плоскости и одновременную работу всех ее элементов для создания необходимой формы АФР в апертуре зеркала, а это повышает мощность излучения. Гибридные ФАР зеркального типа имеют небольшое число (порядка сотни) элементов, что уменьшает их стоимость. Однако они позволяют осуществлять сканирование в сравнительно небольшом угловом секторе  $(10...20) 2\theta_{0,5}$

Гибридная дуговая или вогнутая ФАР с линзой Лунеберга (рис. 5.14)

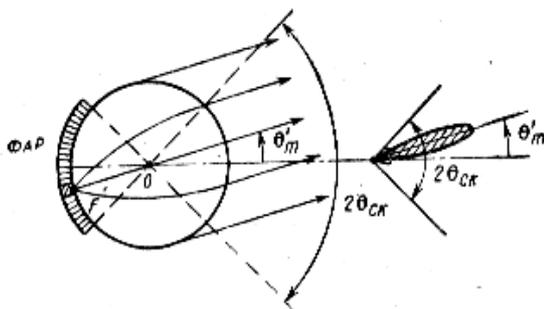


Рис. 5.14. Гибридная ФАР с линзой Лунеберга

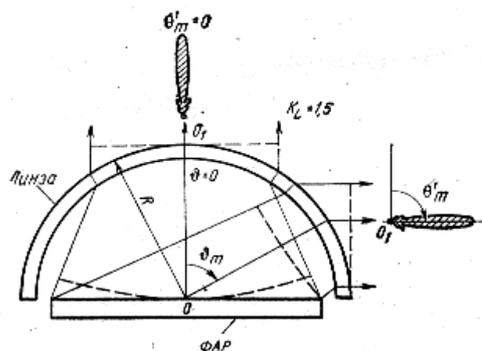


Рис. 5.15. Плоская ФАР с куполообразной линзой

обеспечивает неискаженное (конформное) сканирование в значительно более широком (по сравнению с зеркальными системами) плоском или пространственном секторах.

Сканирование во всей полусфере может обеспечить плоская ФАР с куполообразной линзой (рис. 5.15). Антенна состоит из плоской ФАР, сканирующей в секторе  $\theta_{ск} \leq 60^\circ$  (от нормали к решётке) и куполообразной линзы сферической формы с переменным коэффициентом преломления, находящейся в ближней зоне ФАР. Для обеспечения фокусировки на плоской ФАР должно быть создано нелинейное фазовое распределение.

Система распределения мощности ФАР обеспечивает подведение к каждому элементу требуемой доли общей мощности (при работе на передачу) и суммирование в общем фидерном тракте сигналов, поступивших в каждый элемент (при работе на прием). По способам возбуждения или схемам распределения мощности различают пространственный способ возбуждения, при котором ФАР, также как зеркальная или линзовая антенны, возбуждается облучателем. В этом случае возможны два варианта ФАР: отражательный (рис. 5.16,а) и проходной (рис. 5.16,б). Оба варианта конструктивно просты и позволяют обеспечить требуемое амплитудное распределение соответствующим выбором облучателя.

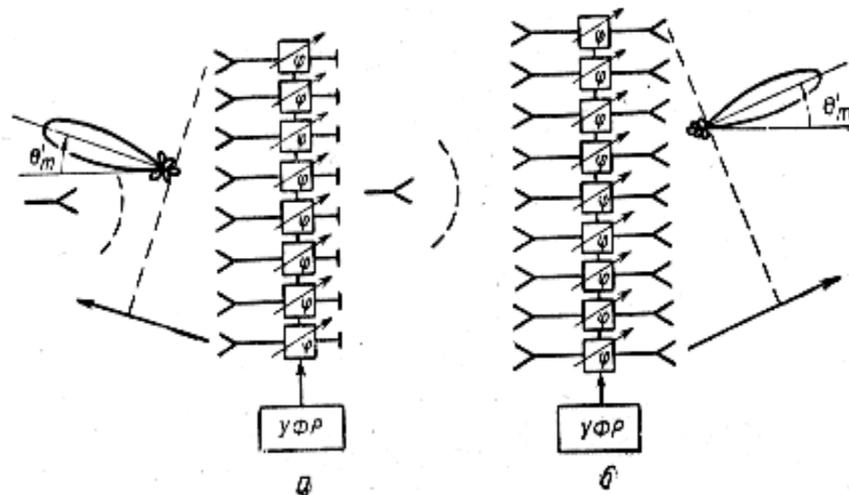


Рис. 5.16. Пространственный способ возбуждения ФАР

Пролодной вариант несколько лучше отражательного благодаря отсутствию затенения раскрыва, но конструкция пролодного излучающего элемента сложнее отражательного. Недостатками пространственных систем распределения мощности являются значительные продольные размеры (глубина) системы и потери мощности из-за её неполного перехвата поверхностью ФАР.

Второй способ возбуждения – фидерный, при котором решётку возбуждают посредством СВЧ распределительной системы. При этом возможны

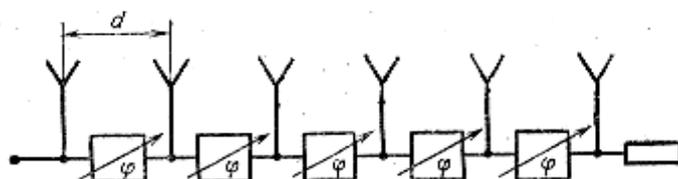


Рис. 5.17. Последовательная схема питания

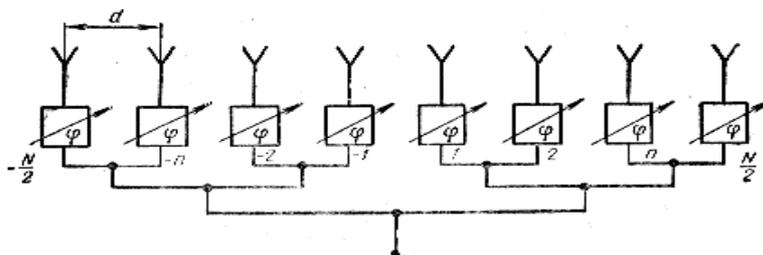


Рис. 5.18. Параллельная схема питания

схемы питания излучателей ФАР: последовательная (рис. 5.17) и параллельная (рис. 5.18). Последовательная схема является наиболее простой и компактной. Её недостатки – неравномерный энергетический режим фазовращателей, ограничивающий мощность излучения и накапливание фазовых

ошибок к концу решётки, что делает к концу решётки, что делает систему узкополосной. Параллельная схема обеспечивает более равномерное распределение мощности между фазовращателями (более легкий энергетический режим) и более широкую полосу пропускания. Недостатки – сложность схемы многоступенчатого деления мощности, трудность ее согласования и более сложное управление фазовым распределением.

Система питания активных ФАР предполагает использование в каждом её элементе электронного прибора, работающего в качестве синхронизируемого генератора или усилителя. Активные ФАР позволяют увеличить мощность излучения, уменьшить потери при приёме, создавать требуемое амплитудное распределение путем включения и выключения отдельных элементов, что особенно важно для конформных решёток с круговым или полусферическим сканированием. Недостатками активных ФАР являются – их сложность, необходимость решения проблемы теплоотвода и высокая стоимость.

Для сканирующих остроуправленных систем решётку можно делать из отдельных модулей или подрешёток. Выбор способа возбуждения составляет одну из задач проектирования решёток.

Размещение элементов в решётке описывают с помощью координатных систем, в узлах сетки которых располагаются отдельные элементы. Так как размещение элементов в плоских и выпуклых решётках может быть эквидистантным, неэквидистантным, разрежённым по определенному закону или случайным, то для его описания используют различные ортогональные и неортогональные системы координат. На практике размещение элементов в решётке ограничивается следующими основными факторами: возникновением дифракционных максимумов, допустимым УБЛ и падением КУ антенны, конструкцией отдельных элементов и всего полотна, устройствами возбуждения элементов и управления лучом. Наиболее распространены эквидистантные решётки, у которых все элементы размещаются с постоянным шагом по каждой координате плоского раскрытия или в отдельных её частях — модулях. Наряду с эквидистантными применяются неэквидистантные решёт-

ки, у которых подбором расстояний между элементами удастся расширить сектор сканирования и полосу рабочих частот, сократить число элементов по сравнению с эквидистантными решётками.

Выбор схемы построения АР определяется общими требованиями к РТС, включая способ обработки СВЧ сигнала. Размеры ФАР определяются заданными значениями КНД или ширины ДН, длиной волны и выбранным амплитудным распределением поля в раскрыве решётки, которое зависит от требуемого уровня боковых лепестков.

Наибольшее распространение получили линейные и плоские ФАР. Большинство плоских ФАР состоит из идентичных элементов, расположенных в узлах плоской координатной сетки. На рис. 5.19 показаны прямоугольная и треугольная (гексагональная) сетки.

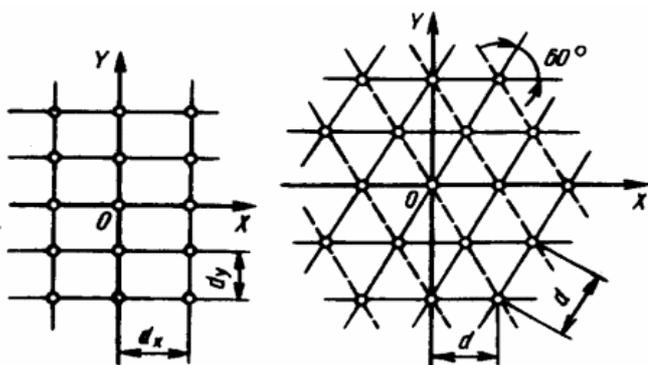


Рис. 5.19. Схемы размещения элементов в плоской ФАР.

При размещении элементов в узлах плоской координатной сетки синфазное сложение полей отдельных элементов решетки возможно не только в направлении главного максимума ДН, но и в других направлениях. В этом случае помимо главного максимума

существуют еще и дифракционные максимумы, пространственная ориентация которых зависит от расстояния между элементами. При уменьшении этого расстояния число дифракционных максимумов, находящихся в области действительных углов, уменьшается. Для нормальной работы решетки необходимо, чтобы в области действительных углов находился лишь один главный максимум, а дифракционные отсутствовали.

Первый способ устранения дифракционных максимумов заключается, в ограничении шага решётки. При использовании прямоугольной сетки дифракционные максимумы отсутствуют, если расстояния между элементами в

направлении координатных осей удовлетворяют условиям

$$d_x / \lambda \leq 1 / (1 + \sin \theta_{x \max}); d_y / \lambda \leq 1 / (1 + \sin \theta_{y \max}), \quad (5.8)$$

где  $\lambda$  – длина волны;  $\theta_{x \max}$ ,  $\theta_{y \max}$  – максимальные углы отклонения луча в плоскостях  $zox$  и  $zoy$  от нормали к решетке, совпадающей с осью  $z$ .

Для треугольной сетки соответствующее условие имеет вид

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{1 + \sin \theta_{\max}}, \quad (5.9)$$

где  $\theta_{\max}$  – максимальное отклонение луча от нормали к решётке. Например, если  $\theta_{\max} = 45^\circ$ , то для прямоугольной и треугольной сеток получаем  $d_x = d_y = 0,58\lambda$  и  $d = 0,68\lambda$ . Таким образом, использование треугольной сетки позволяет увеличить расстояние между излучателями и уменьшить их число примерно на 13% по сравнению с числом элементов в решётке с прямоугольной сеткой.

Условия (5.8), (5.9) не учитывают направленных свойств элементов и определяют предельные расстояния в решётке изотропных излучателей. При ограниченном секторе сканирования использование направленных элементов позволяет увеличить расстояние между ними по сравнению с определяемым по формулам (5.8), (5.8) и тем самым уменьшить их общее число. Действительно, если вне сектора сканирования ДН элемента равна нулю или близка к нему (рис. 5.20), то можно допустить существование дифракционных макси-

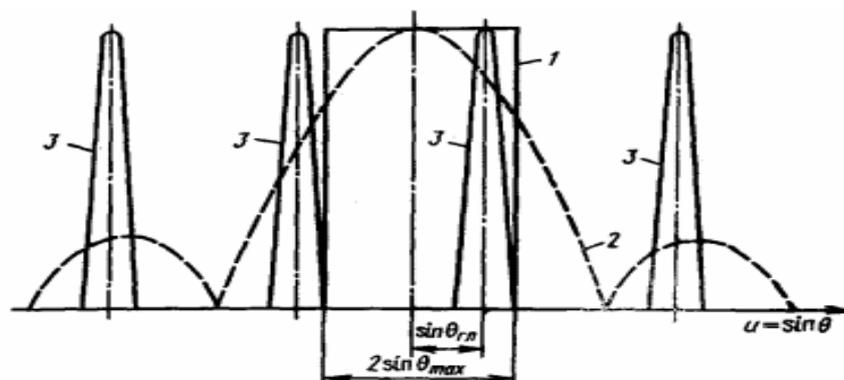


Рис. 5.20. Диаграммы направленности идеального (1), реального (2) излучателей и максимумы множителя направленности решётки (3)

мумов в области действительных углов, увеличив расстояние между элементами по сравнению с (5.8), (5.9) и потребовав при этом, чтобы при всех перемещениях луча дифракционные максимумы не попадали в сектор сканирования. Поскольку характеристика направленности решетки получается перемножением ДН излучателя и множителя решетки, то дифракционные максимумы окажутся подавленными, так как они умножатся на малые или нулевые значения ДН излучателя. В этом заключается второй способ устранения дифракционных максимумов.

С целью подавления дифракционных максимумов используют и третий способ – неэквидистантное расположение излучателей по раскрыву ФАР. Этот способ для больших ФАР является самым предпочтительным, поскольку для его реализации требуется относительно небольшое число слабонаправленных излучателей, которые размещают в узлах сетки по случайному закону. Расстояние между узлами обычно не превышает  $0,5\lambda$ .

Если число узлов в квадратной решётке  $N \times N = N^2$ , а число элементов  $M$ , то её КНД будет

$$D = M \cdot D_{эл}. \quad (5.10)$$

Для КНД плоского синфазного раскрыва той же площади с постоянным амплитудным распределением в излучателях имеем

$$D_0 = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} = \frac{4\pi}{\lambda^2} N^2 (0,5\lambda)^2 = \pi N^2. \quad (5.11)$$

Отношение  $D/D_0$  есть КИП. Обычно у слабонаправленных элементов  $D_{эл} \approx 3..4$ . Тогда КИП неэквидистантной решётки будет

$$\nu \approx M/N^2. \quad (5.12)$$

Для разреженных решёток с  $M \ll N^2$  КИП довольно мал и может опускаться до 0,1. Снижение КИП связано с малым, но почти равномерно распределённым фоном боковых лепестков. Такие разрежённые решётки применяются в радиоастрономии.

Если используются направленные элементы, то при сканировании выигрыш в их количестве для треугольной и прямоугольной сеток по сравнению с решёткой изотропных элементов составляет

$$N_{\text{изотр}}/N = (1 + \sin \theta_{\text{max}})^2 / 4 \sin^2 \theta_{\text{max}}. \quad (5.13)$$

Однако создать элемент, ДН которого быстро спадает за пределами сектора сканирования, практически невозможно. ДН реальных элементов отличаются от идеальной прямоугольной (см. рис. 5.20). Поэтому число элементов в реальных сканирующих решётках всегда будет больше минимально возможного.

Если ширина диаграммы направленности ФАР не превышает  $1^\circ$ , а сектор сканирования в обеих главных плоскостях меньше  $10^\circ$ , то необходимую направленность можно получить, объединив обычные слабонаправленные элементы в группы, которые называются подрешётками или модулями. Элементы каждой подрешетки возбуждаются синфазно и формируют ДН, максимум которой ориентирован в направлении нормали к плоскости решётки. Фазы в каждой из подрешёток, которые можно рассматривать как отдельные элементы ФАР, при сканировании изменяются с помощью фазовращателей. Относительные размеры подрешёток выбирают в соответствии с заданным сектором сканирования и допустимым уровнем дифракционных максимумов. Так как форма ДН подрешётки отличается от идеальной прямоугольной, то при определении размеров подрешётки необходимо учитывать допустимый уровень дифракционных максимумов, которые при сканировании находятся в пределах главного лепестка ДН подрешёток.

В линейных решётках при отклонении луча от нормали вводят понятие эквивалентной длины решётки

$$L_{\text{эКВ}} = Nd \cos \theta_{\text{max}}, \quad (5.14)$$

где  $\theta_{\text{max}}$  – направление максимума излучения ФАР.

При увеличении сектора сканирования  $L_{\text{эКВ}}$  уменьшается, а ширина ДН увеличивается. Можно считать, что в двумерной плоской решётке при отклоне-

нии луча в какой-либо плоскости от направления нормали к раскрыву ширина ДН изменяется тоже только в данной плоскости. Это утверждение тем точнее, чем больше размеры решётки. Оно хорошо оправдывается для решёток, длина которых больше  $10\lambda$ . При отклонении луча в главных плоскостях  $zox$  и  $zoy$  от нормали к плоскости прямоугольной решётки можно ввести понятие эквивалентного размера и эквивалентной площади решётки

$$L_{x \text{ экв}} = N_x d_x \cos \theta_{\max}, \quad (\text{плоскость } zox); \quad (5.15)$$

$$L_{y \text{ экв}} = N_y d_y \cos \theta_{\max}, \quad (\text{плоскость } zoy); \quad (5.16)$$

$$S_{\text{экв}} = S \cos \theta_{\max}, \quad (5.17)$$

где  $N_x, N_y$  – число строк и столбцов, образованных излучателями решётки и параллельных осям  $x$  и  $y$  прямоугольной системы координат;  $S_{\text{экв}}$  и  $S$  – эквивалентная и геометрическая площади раскрыва.

Таким образом, эквивалентные размеры АР равны проекциям геометрических размеров на плоскость, перпендикулярную направлению главного максимума. Формулы (5.14) – (5.17) приближенные, их точность тем выше, чем меньше ширина луча, т.е. чем больше относительные размеры решётки.

Взаимное влияние элементов у антенных решёток с малым шагом приводит к снижению КНД. Это влияние проявляется в том что, входное сопротивление излучающего элемента в АР отличается от входного сопротивления элемента в свободном пространстве и является функцией угла сканирования. При этом изменяется ДН элемента и искажаются поляризационные характеристики. Подобное взаимодействие не позволяет рассматривать элементы решётки как независимые нагрузки. Взаимодействие элементов в решётке может привести к значительному рассогласованию между раскрывом антенны и цепями питания. В больших антенных решётках в этом случае наблюдается так называемый эффект ослепления, когда практически прекращаются излучение или приём электромагнитных волн.

Одной из важнейших характеристик ФАР является ДН активного элемента при условии, что все остальные нагружены на согласованные нагрузки, т.е. в решётке возбуждается лишь один элемент, а остальные соединены с пассивными нагрузками, сопротивления которых равны волновым сопротивлениям питающих фидеров. В этом случае из-за взаимной связи на пассивных элементах индуцируются токи и они оказывают влияние на формирование ДН активного элемента. При этом часть энергии активного элемента поглощается в нагрузках.

Влияние взаимодействия излучателей оценивается, исходя из предположения о том, что ДН решетки является суперпозицией ДН излучателей, умноженных на амплитуды волн в возбуждающих их фидерных линиях. Для АР конечных размеров входное сопротивление и ДН одного излучателя зависят от его положения в решётке, поскольку взаимные связи проявляются по-разному. Следовательно, принцип перемножения ДН может оказаться неприемлемым в решётках с относительно небольшим числом элементов.

В центральной области большой плоской ФАР свойства излучателей практически идентичны, и наиболее важные особенности их поведения можно достаточно точно описать, используя характеристики излучателей в решётке бесконечных размеров. Поэтому АР бесконечных размеров может служить моделью для анализа больших решёток. Тогда диаграмму направленности большой АР можно представить в виде произведения множителя направленности решётки и ДН одного элемента в бесконечной АР. Одна из причин использования модели бесконечной решётки состоит в том, что её можно рассматривать как периодическую структуру, для исследования которой существуют различные аналитические и численные методы. При равномерном возбуждении подобной структуры достаточно рассчитать распределение поля в пределах одного периода.

### 5.3. Многолучевые антенные решетки

Антенные решетки, при помощи которых может быть сформирован ряд независимых друг от друга диаграмм направленности (лучей), называются многолучевыми [11]. Схема многолучевой антенной решетки (МАР) с пятью входами показана на рис. 5.21. В ее состав входят решетка излучателей и диаграммообразующая схема (формирующий многополюсник).

Диаграммообразующая схема (ДОС) служит для обеспечения независимого питания излучателей решетки через разные входы. При подключении передатчика к одному из входов схемы в излучателях решетки создается вполне определенное, свойственное лишь этому входу амплитудно-фазовое распределение токов и формируется соответствующая этому распределению диаграмма направленности. Подключение же передатчика к любому другому входу ДОС вызывает изменение амплитудно-фазового распределения в излучателях решетки и соответственно формирование другой, отличной от предыдущей, диаграммы направленности.

Как правило, ДОС строятся таким образом, чтобы питание с любого

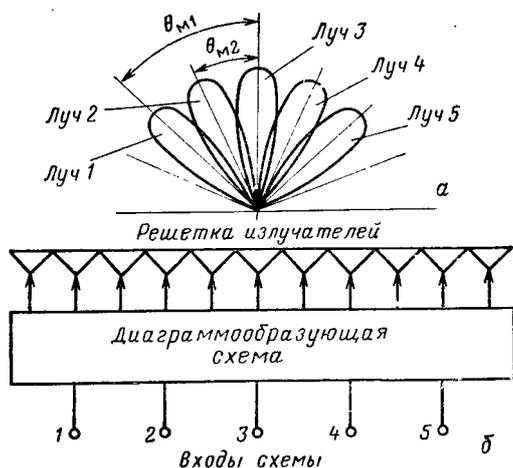


Рис. 5.21. Схема многолучевой антенной решетки.

входа обеспечивало равноамплитудное распределение, но каждому входу соответствовала бы своя фазовая характеристика. При переключении входов дискретно меняется сдвиг по фазе  $\Delta\Phi$  между токами соседних излучателей. В соответствии с этим также дискретно меняется положение антенного луча в пространстве. Если, например, при питании с 1-го входа

сдвиг по фазе между токами соседних излучателей равен  $\Delta\Phi_1$  а при питании со 2-го –  $\Delta\Phi_2$ , то главные максимумы формируемых при этом лучей 1 и 2 (рис. 5.21,а) будут ориентированы под разными углами. В общем случае



$$\sin\theta_{mi} = \frac{\lambda}{\lambda_{\phi}} \frac{l_i}{d} - \frac{\lambda}{2d} \quad (5.18)$$

где  $\lambda_{\phi}$  – длина волны в фидерной линии;  $l_i$  – длина отрезков наклонного и вертикального фидера, определяющая фазовый сдвиг между токами соседних излучателей;  $d$  – расстояние между соседними излучателями.

Можно показать, что при питании с любого входа (рис. 5.22)

$$l_i = d(\sec\beta_i + \operatorname{tg}\beta_i), \quad (5.19)$$

$\beta_i$  – угол, который образует с горизонтальным направлением  $i$ -я наклонная линия (для горизонтальной линии  $\beta=0$  и  $l=d$ ).

С учетом (5.19) направление главного максимума антенного луча можно найти из (5.18) в виде

$$\sin\theta_{Mi} = \frac{\lambda}{\lambda_{\phi}} (\sec\beta_i + \operatorname{tg}\beta_i) - \frac{\lambda}{2d}. \quad (5.20)$$

Недостатком схемы является то, что направленные ответвители не обеспечивают полной развязки всех входов ДОС. Лишь при питании с 1-го входа практически не имеет места прохождение сигнала в другие наклонные линии. При питании с любого другого входа сигнал через направленные ответвители линий, расположенных выше подключенной, разветвляется. Так, например, если генератор подключен ко 2-му входу, то сигнал после ответвления в направленном ответвителе 21 попадает не только в 1-й излучатель, но через направленный ответвитель 11 в горизонтальную линию и далее через ответвители 12,13,17 распределяется между излучателями 2,3,..., 7. Аналогичные явления разветвления сигнала имеют место также в ответвителях 22,23,...,27. При питании через другие входы картина разветвления оказывается еще более сложной.

Все это приводит к искажению картины распределения поля между излучателями решетки, в результате чего возрастает уровень бокового излучения. Если коэффициенты связи во всех направленных ответвителях одинаковы, а

направления главных максимумов соседних лучей отличаются на углы, равные  $2\theta_{0,5}$ , то при питании со 2-го входа в направлении главного максимума луча 1 образуется один боковой лепесток, уровень которого соответствует  $-13$  дБ (примерно 5% от главного максимума). Если же направления главных максимумов соседних лучей отличаются на углы, равные  $2(2\theta_{0,5})$ , то этот уровень снижается до  $-19$  дБ (примерно 1,3% от главного максимума).

В параллельных ДОС, которые часто называются матричными, используются фиксированные фазовращатели и четырехполюсники. С их помощью осуществляется почти равномерное деление мощности между излучателями решетки при питании с любого входа, но каждому входу соответствует своя фазовая характеристика (свой набор фазовых сдвигов). В качестве четырехполюсников могут использоваться волноводно-щелевые мосты, волноводные мосты типа «двойное Т», кольцевые суммарно-разностные мосты или гибридные соединения с направленными ответвителями.

На рис. 5.23,а показана линейная решетка из восьми излучателей с па

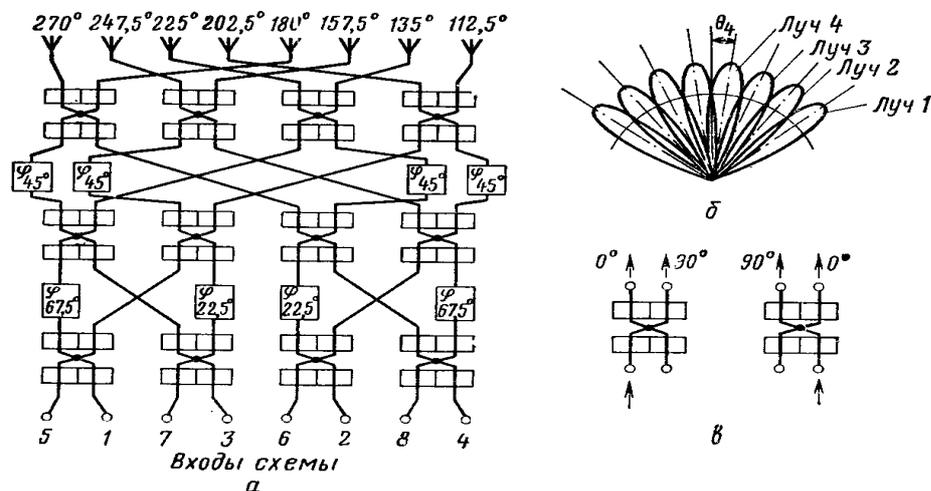


Рис. 5.23. Многолучевая решетка с параллельной ДОС.

раллельной ДОС, где используются щелевые мосты, а также дополнительные фиксированные фазовращатели. Схема имеет восемь входов и обеспечивает формирование восьми независимых лучей. Энергия с любого входа попадает в каждый излучатель после прохождения последовательно через три щелевых

моста. Так как каждое такое прохождение сопровождается делением мощности пополам, то к каждому излучателю подводится  $1/8$  всей мощности, поступающей на любой из входов схемы. При этом необходимые для формирования антенных лучей (рис. 5.23,б) фазовые сдвиги обеспечиваются щелевыми мостами и дополнительными фиксированными фазовращателями. Фазовые сдвиги, которые возникают между сигналами на выходе щелевого моста при подведении сигнала к левому и правому входам, показаны на рис. 5.23,в. Так как длина отрезков фидеров между любым входом и каждым излучателем подбирается одинаковой, то фазовые сдвиги между токами определяются включенными между входом и излучателем элементами. Таким образом, легко может быть получено распределение фаз, соответствующее любому входу. На рисунке около излучателей указаны цифры, соответствующие распределению фаз при подведении сигнала к 4-му входу. В этом случае решетка формирует луч 4.

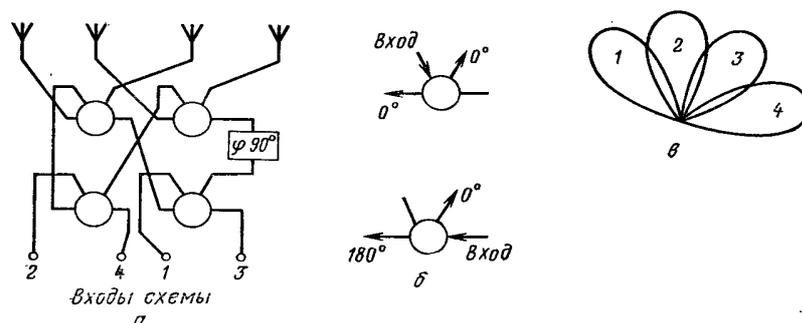


Рис. 5.24. МАР с параллельной схемой на кольцевых мостах.

На рис. 5.24 показана 4-лучевая линейная решетка также с параллельной схемой, в которой применены суммарно-разностные кольцевые мосты и один фиксированный фазовращатель. На рисунке показаны также фазовые сдвиги, которые возникают между сигналами на выходе суммарно-разностного моста, и диаграммы направленности, соответствующие входам схемы 1, 2, 3 и 4. Здесь также при питании с любого входа энергия делится поровну между излучателями, а фазовое распределение для каждого входа получается различным и оно определяется элементами, включенными между входом и каждым излучателем.

### Вопросы для самоконтроля

1. Антенная решётка – что это такое?
2. Принцип перемножения ДН элементов решётки.
3. Понятие взаимного (наведённого) импеданса системы излучателей.
4. Влияние взаимодействия элементов в решётке на её входное сопротивление и ДН.
5. Волноводная щелевая антенная решётка, конструкция и принцип формирования ДН.
6. Понятие ФАР, основные типы и применения.
7. Основные схемы возбуждения ФАР.
8. Последовательная или параллельная ДОС обеспечивает не зависящее от частоты положение луча?

## **6. ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ АНТЕНН**

Бурное развитие радиосвязи, радиовещания, других радиотехнических систем сопровождаются как освоением новых диапазонов частот, так и предоставлением одной полосы частот нескольким радиослужбам. В результате основные спектры, излучаемые и принимаемые отдельными радиосредствами, могут оказаться частично или полностью перекрывающимися, что приводит к увеличению числа мешающих сигналов (неумышленные помехи).

Проблемы, связанные с изучением причин возникновения и способов снижения неумышленных радиопомех, относятся к электромагнитной совместимости (ЭМС) радиосредств.

Среди возможных причин появления неумышленных помех следует различать помехи, проникающие через антенну, и наводки, возникающие помимо антенны. Наводки, возникающие помимо антенн, обусловлены в основном электромагнитными связями между различными узлами данной системы или между элементами двух или более систем, размещенных близко друг от друга.

В современных условиях основным видом мешающих сигналов являются излучения антенн. Связь через антенны существует как для систем, расположенных на одном объекте, так и далеко стоящих друг от друга.

### **6.1. Параметры антенн, определяющие электромагнитную совместимость**

Осуществляемая антенными системами пространственная и частотная избирательность помех позволяет существенно улучшить ЭМС. В ряде случаев требования к помехозащищенности разрабатываемых антенн оказываются столь жесткими, что выполнение их приводит к некоторому ухудшению КУ, согласования, сужению рабочего диапазона и др. 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. Насколько велика роль антенн в обеспечении ЭМС, видно из того, что из тридцати основных параметров радиоэлектронного оборудования, оказывающих влияние на ЭМС, двенадцать параметров определяются антенной системой.

Основными характеристиками антенн, расположенных на большом расстоянии друг от друга (в зоне излучения), которые могут влиять на ЭМС, являются:

- направленные свойства в основном рабочем диапазоне (ширина ДН, КНД, КУ, УБЛ и др.);
- внеполосное излучение (излучение в полосах частот, примыкающих к основной полосе и являющихся результатом модуляции);
- направленные свойства на частотах побочных излучений (излучения на гармониках, паразитные, комбинационные и интермодуляционные);
- поляризационные характеристики;
- искажение направленных свойств из-за влияния посторонних объектов;
- стабильность характеристик во времени и т. п.

Что касается внеполосных излучений, то антенная система совместно с линией питания является в какой-то мере фильтром этих излучений. Например, при волноводном питании антенны подавляются все частоты, являющиеся за пределами для данного волновода.

Для обеспечения ЭМС различных радиосистем, например радиорелейной и спутниковой, ДН как передающих, так и приемных антенн этих систем должны обладать малым боковым и задним излучениями. Заметим, что нежелательные сигналы, попадающие на вход приемника, обходящие боковым и задним лепесткам ДН антенны, часто оказывают на качество работы системы большее влияние, чем сигналы, принимаемые главным лепестком ДН.

Требования, предъявляемые к уровню бокового излучения антенн различных диапазонов и различных назначений, различны.

Рассмотрим влияние помехозащищенности в частном случае на примере собственных помех в радиорелейной линии связи (РРЛ), когда недостаточная пространственная избирательность антенн приводит к ухудшению ее характеристик.

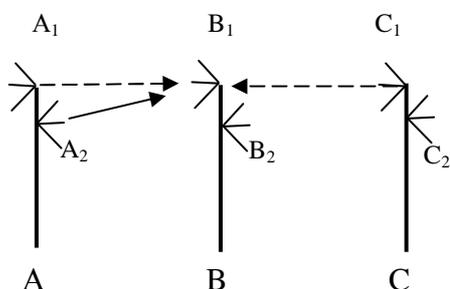


Рис. 6.1. Схема участка РРЛ.

На рис. 6.1 схематически показан участок РРЛ, включающий три ретрансляционных пункта А, В, С. Антенна В<sub>1</sub> станции В принимает кроме полезного сигнала от антенны А<sub>2</sub> станции А два мешающих сигнала от антенн А<sub>1</sub> и С<sub>1</sub>. 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 В<sub>1</sub> имеют одинаковые частоты и ослабление помех от антенн А<sub>1</sub> и С<sub>1</sub> может быть обеспечено только направленными свойствами антенн. Чтобы указанные помехи не оказывали заметного влияния на качественные показатели линии, необходимо, чтобы защитное действие антенн РРЛ, т. е. уровень излучения антенн в заднем полупространстве, не превышал  $-65 \div -70$  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, в случае антенн с вращающейся поляризацией поля, направления вращения векторов электромагнитного поля у обеих антенн различны.

Иногда антенны располагаются на небольшом расстоянии друг от друга (в зоне ближнего поля). Это, например, имеет место на КВ, СВ и ДВ радиоцентрах, а также при установке антенн РРЛ на одних и тех же мачтах. При этом благодаря пространственной электромагнитной связи изменяются направленные свойства и входные сопротивления антенн. Поэтому необходимо принимать специальные меры для увеличения переходного затухания между антеннами. Сюда относятся рациональное размещение антенн друг

относительно друга (например, взаимное влияние параболических антенн РРЛ уменьшается при установке двух антенн не рядом, а «спина к спине»), включение в антенны реактивных развязывающих элементов и др.

## 6.2. Методы снижения бокового излучения апертурных антенн

Формулы ДН излучающих раскрывов, приведенные в гл. 5, достаточно точно характеризуют направленные свойства апертурной антенны в секторе главного и ближайших к нему боковых лепестков (в этом секторе можно пренебречь влиянием таких факторов, как излучение облучателя, дифракционные эффекты на кромках зеркала). Величина этого сектора определяется схемой выполнения антенны и в ряде случаев может достигать  $\pm 40^\circ$  и более.

Известно, что низкий УБЛ в этом секторе обеспечивается при спадающем к краям амплитудном распределении. Однако при этом получается низкий КИП. Существует возможность резко снизить уровень боковых лепестков при сохранении достаточно высокого КИП, используя различные специальные распределения (косинус-квадратное распределение с пьедесталом, параболическое распределение с пьедесталом и др.).

Можно построить амплитудное распределение  $f(\rho/R_0)$ , для которого уровень дальних боковых лепестков убывает быстрее, чем  $(\rho/R_0)^{-N}$ , где  $N$  — любое целое число. Для этого необходимо, чтобы все производные функции  $f(\rho/R_0)$  обращались в нуль на краю раскрыва. Такой функцией является, например,

$$f(\xi) = \exp(1 - A\xi^2 - (1 - \xi^2)^{-1})$$

где  $\xi = \rho/R_0$ ,  $A$  — постоянное число. Подбором параметра  $A$  можно в широких пределах управлять видом возбуждающей функции  $f(\xi)$ . В частности, на большей части раскрыва можно обеспечить распределение, близкое к равномерному. При этом уровень дальних боковых лепестков будет мал, а КИП антенны достаточно высок. Однако это наблюдается только при очень боль-

ших значениях  $kR_0 \sin \theta$ . Поэтому на практике такие распределения могут быть полезными только для антенн с очень большим раскрывом.

В зеркальных антеннах получить распределения, близкие к оптимальным, можно с помощью таких облучателей, как рупор с изломом, комбинированный рупор, рупор с импедансной структурой и др.

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. 6.2а).

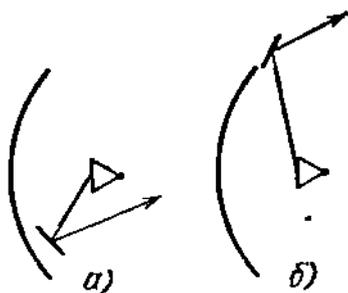


Рис. 6.2. Затеняющие экраны

полем облучателя, а их размеры и местоположение подбираются опытным путем. Удобно дополнительные отражатели устанавливать на кромке зеркала (рис. 6.2б).

Более сложной задачей, чем нахождение поля в области, примыкающей к направлению максимального излучения, является отыскание распределения интенсивности излучения в области дальнего бокового излучения. 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.

Снижение уровня дальнего бокового излучения антенны обеспечивается, прежде всего, спадом амплитуды возбуждающего поля к краям раскрыва. Интенсивность дифракционного поля может быть оценена методом геометрической теории дифракции. Другой путь снижения поля в заднем полупространстве состоит в использовании специальных экранов, ослабляющих рассеянное поле. Этот способ можно проиллюстрировать на примере рупорной антенны. На рис. 6.3, показана обычная рупорная антенна со специальными

экранами. Экраны выполнены в виде части поверхности параболического цилиндра, фокальные линии которых совмещены с кромками рупора. В такой схеме заметно снижается уровень излучения в заднем полупространстве, но конструкция является слишком сложной, в зеркальных антеннах могут быть использованы более простые плоские экраны, как показано на рис. 6.4. Использование одного экрана позволяет уменьшить уровень поля в заднем

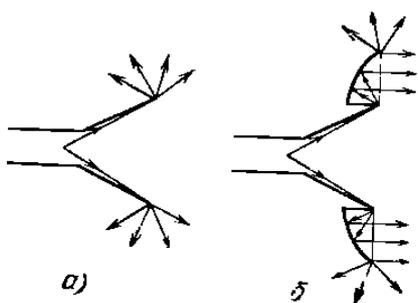


Рис. 6.3. Рупорная антенна с со специальными экранами..

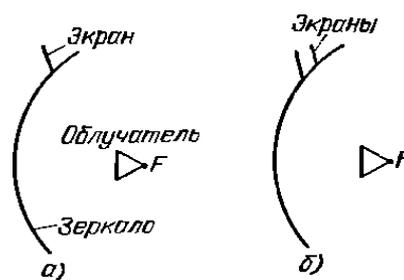


Рис. 6.4. Зеркальные антенны с плоскими затеняющими экранами.

по лупространстве на 8 ... 14 дБ. Два последовательно расположенных экрана обеспечивают уменьшение уровни поля на 20 ... 25 дБ. Эти экраны могут выполняться из листового металла или густой проволоочной сетки, причем жестких требований к точности выполнения и установки экранов не предъявляется.

Третий 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 токи контура возбуждаются синфазно. Это обуславливает высокий уровень дифракционного поля в направлении  $\theta = 180^\circ$ . Для уменьшения уровня этого поля необходимо придать кромке параболоида такую форму, при которой

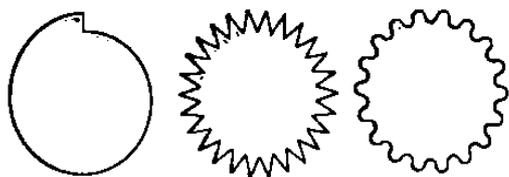


Рис. 6.5. Типы расфазирующих кромок.

парциальные дифракционные поля, возбуждаемые отдельными участками кромок, были бы расфазированы в направлениях, близких к  $\theta = 180^\circ$ . На рис. 6.5 приведены различные типы

расфазированных кромок (спиральная, треугольная, лепестковая). Они уменьшают излучение в направлениях, близких к  $\theta = 180^\circ$ , на 5 ... 6 дБ.

Четвертый путь снижения дальнего бокового излучения антенны связан с выполнением периферийной части поверхности раскрыва антенны из радиопоглощающего или 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.

В заключение отметим, что еще одним существенным фактором, определяющим дальнейшее боковое излучение антенн (впрочем, как и ближнее), является наличие статистических распределенных ошибок амплитудно-фазового распределения, обусловленных, например, технологическими погрешностями выполнения профиля зеркала.

Применяемые на РРЛ для спутниковой и космической радиосвязи неосесимметричные антенны, такие как рупорно-параболические (РПА) и антенны с вынесенным облучателем (АВО), обладают достаточно хорошими защитными свойствами – хорошей ЭМС. Принятие дополнительных мер позволяет еще более усилить защитное действие этих антенн.

Одни из способов состоит 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 возбудить наряду с основной волной  $H_{10}$  две гибридные волны типа  $EH$ , то можно обеспечить в раскрыве седлообразное распределение поля с крутыми скатами на краях. К аналогичным результатам приводит использование вместо обычного облучающего рупора гофрированного рупора или рупора с изломом.

Улучшить характеристики излучения в главных плоскостях (продольной и поперечной) можно, перераспределив энергию бокового излучения в про-

странстве, используя, например, диагональный возбуждающий рупор. В этом случае главные плоскости проходят через диагонали раскрыва.

Антенны с вынесенным облучателем, выполненные по закрытой схеме, защищены, как и РПА, с боков экранирующими стенками. По помехозащищенности такие антенны примерно равнозначны РПА. Конструктивно проще АВО выполненные по открытой схеме, когда отсутствуют экранирующие боковые стенки и атмосферная защита раскрыва. Помехозащищенность открытых АВО в основном определяется направленными свойствами облучателя и при рациональном проектировании может не уступать помехозащищенности РПА.

Наилучшим облучателем для АВО является расфазированный рупор с изломом образующей, поворотом оси и косым срезом.

Для увеличения помехозащищенности применяемых на РРЛ перископических антенн следует так подбирать размеры излучателя (при заданных высоте опоры и диаметре переизлучателя), чтобы обеспечить малую утечку 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 приводит к появлению больших боковых лепестков.

Для уменьшения бокового излучения и увеличения защитного действия однозеркальных и двухзеркальных осесимметричных антенн применяют различного рода защитные экраны. На рис. 6.6,*a* показан установленный по контуру антенны цилиндрический экран (бленда), позволяющий существенно (на 5... 10 дБ) снизить дальнейшее боковое излучение и излучение в заднемполупространстве. Длину экрана обычно подбирают так, чтобы уровень возбуждения его кромки был близок к нулю. Уменьшение излучения в задних квад-

рантах можно обеспечить также скруглением периферийной части поверхности зеркала (рис. 6.6,б). Для улучшения ЭМС рассматриваемых антенн, как указывалось в начале данного параграфа, применяются также расфазировки кромочных токов.

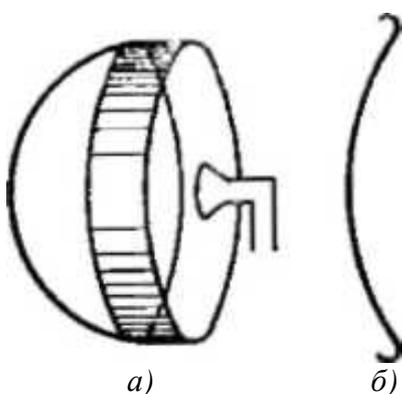


Рис. 6.6. Защитные экраны.

Заметное снижение помехозащищенности осесимметричных антенн обусловлено уровнем кроссполяризационного излучения антенны. Наибольший уровень этого излучения наблюдается в диагональных плоскостях, составляющих угол  $45^\circ$  с главными плоскостями Е и Н. Повышенный уровень кроссполяризационного излучения может быть ослаблен при использовании

специальных «согласованных» облучателей, 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.

Как известно, антенны, в раскрыве которых распределение поля спадает к краям до нуля, имеют пониженный уровень боковых лепестков, 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 поглощающим материалом. Однако снижение коэффициента усиления антенны в этом случае, а также отсутствие эффективных и недорогих поглощающих материалов не позволяют широко применять подобные устройства.

Ослабление бокового излучения антенн в одном или нескольких заранее известных направлениях возможно с помощью вынесенных защитных экранов. Они располагаются перед антенной по направлению мешающего сигнала.

ла. Различают простые, фигурные (односвязные) и многосвязные защитные экраны. К простым экранам можно отнести кольцевые и секторные экраны. При внутреннем радиусе кольца, равном радиусу первой зоны Френеля, а внешнем – радиусу второй зоны, кольцевой экран может существенно усилить поле в направлении оси системы источник излучения – кольцевой экран. При других размерах экрана можно получить обратный эффект – глубокое подавление излучения. 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. При этом форма секториального экрана может быть различной.

Использование вышеперечисленных экранов позволяет существенно снизить уровень побочного излучения антенны, но все они обладают тем недостатком, что сектор подавления излучения сравнительно невелик. Для расширения сектора подавления излучения используют многосвязные экраны. Следует отметить, что в многосвязных экранах существует некоторая свобода выбора искомым геометрических параметров (например, радиусов колец). Это может использоваться для расширения сектора подавления либо для оптимизации системы, например обеспечения заданной формы ДН в теневой области за экраном.

### **6.3. 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: первая – когда известны направления и интенсивность воздействия на антенну как полезного сигнала, так и помех, вторая – когда направление и интенсивность помех заранее неизвестны, а оба эти параметра являются случайными функциями времени. В первом случае повышение помехозащищенности многоканальной антенны решается формированием специальной фор-

мы 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

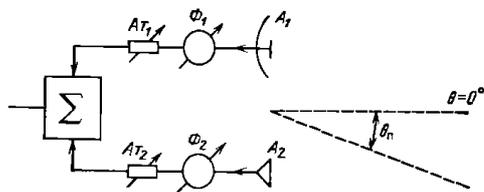


Рис. 6.7. Двухканальная антенна.

которых находятся антенна, регулируемые фазовращатели и аттенюаторы. Выходы обоих каналов объединены (рис. 6.7). Регулировкой аттенюаторов  $A_{T1}$  и  $A_{T2}$  можно выровнять уровни помехи, приходя-

щей с направления  $\theta_{\Pi}$ , в каналах 1 и 2, а фазовращателями обеспечить сдвиг фаз между ними, равный  $180^\circ$ . В этом случае на выходе антенной системы уровень помехи будет равен нулю.

Процедуру компенсации легко объяснить, используя диаграммы направленности антенн. Пусть антенна  $A_1$  имеет большую направленность и используется как основная антенна системы. Антенна  $A_2$ , имеющая меньшую направленность, используется для создания второго канала приема. На рис. 6.8 приведены ненормированные ДН: кривые 1 для антенны  $A_1$ , кривые 2 для антенны  $A_2$ , а кривые 3 для результирующей антенной системы. На рис. 6.8,а показаны ДН до выравнивания уровней сигнала с направления  $\theta_{\Pi}$ , на рис.

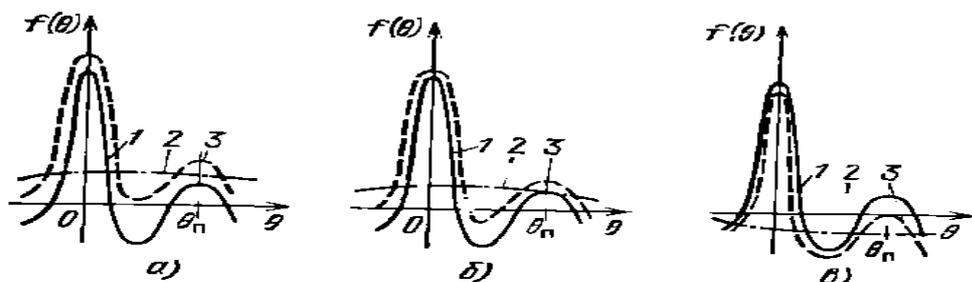


Рис. 6.8. Пример компенсации помехи.

б.8,б – после выравнивания, а на рис. б.8,в – после введения фазового сдвига  $180^\circ$ .

Для того чтобы избежать уменьшения уровня полезного сигнала, в канале  $A_1$  целесообразно использовать достаточно направленную антенну  $A_2$  с максимумом ее ДН, ориентированным по направлению  $\theta_n$ . В этом случае применяют только аттенюатор  $A_{т2}$ . В зеркальных антеннах дополнительный компенсационный канал можно создать установкой дополнительного облучателя либо одним облучателем и двухмодовым трактом, обеспечивающим два канала приема.

Рассмотренный выше метод компенсации требует управления и амплитудой, и фазой. Известны антенные системы, в которых компенсация обеспечивается регулировкой только одного параметра сигнала – амплитуды или фазы.

## 7. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ.

### 7.1. Классификация радиоволн по диапазонам

Сведения о диапазонах в соответствии с Регламентом радиосвязи, принятым Международным Консультативным Комитетом по Радио (МККР), приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

№ диапазона	Частота	Название по частоте	Длина волны	Название по длинам волн
4	3÷30 кГц	Очень низкие (ОНЧ)	100÷10 км	Сверхдлинные (СДВ)
5	30÷300 кГц	Низкие (НЧ)	10÷1 км	Длинные (ДВ)
6	300 кГц÷ 3 МГц	Средние (СЧ)	1000÷100 м	Средние (СВ)
7	3÷30 МГц	Высокие (ВЧ)	100÷10 м	Короткие (КВ)
8	30÷300 МГц	Очень высокие (ОВЧ)	10÷1 м	Ультракороткие (УКВ)
9	300 МГц÷ 3 ГГц	Ультравысокие (УВЧ)	100÷10 см	Дециметровые
10	3÷30 ГГц	Сверхвысокие (СВЧ)	10÷1 см	Сантиметровые
11	30÷300 ГГц	Крайне высокие (КВЧ)	10÷1 мм	Миллиметровые
12	300÷3000 ГГц	Гипервысокие (ГВЧ)	1÷0,1 мм	Субмиллиметровые

Тенденция развития применений радиоволн для радиосвязи – освоение всё более высокочастотных диапазонов, позволяющих значительно увеличивать объёмы передаваемой информации. При этом приходится учитывать состав и строение атмосферы Земли, рельеф и свойства земной поверхности, которые существенным образом влияют на распространение радиоволн. В различных диапазонах это влияние различно. Необходимо также помнить, что диапазон радиоволн ограничен и представляет собой ресурс, который, как и другие природные ресурсы, требует рационального использования.

## 7.2. Состав и строение атмосферы Земли

С точки зрения распространения радиоволн атмосферу, как показано на рис. 7.1, разделяют на три области: тропосферу (от поверхности земли до 10 – 15 км), стратосферу (от 10 – 15 км до 60 – 80 км) и ионосферу (от 60 – 80 км до 800 км и более). В состав атмосферы входит молекулярный азот (78% по объёму), молекулярный кислород (21% по объёму) и другие газы (1%) (водород, аргон, CO<sub>2</sub>).

### Тропосфера

Высота нижнего слоя атмосферы – тропосферы, над полярными широтами 8 – 10км, над экватором 16 – 18км. В отличие от других слоёв атмосферы – стратосферы и ионосферы, тропосфера содержит большое количество *паров воды*.

Тропосфера слабо поглощает солнечный свет и нагревается главным образом от поверхности Земли. Поэтому температура воздуха в её пределах уменьшается с высотой. Обычно температура воздуха с высотой убывает на 5 – 6<sup>0</sup>С на 1км. Но иногда в небольших интервалах наблюдается возрастание температуры с высотой, называемое *температурной инверсией*.

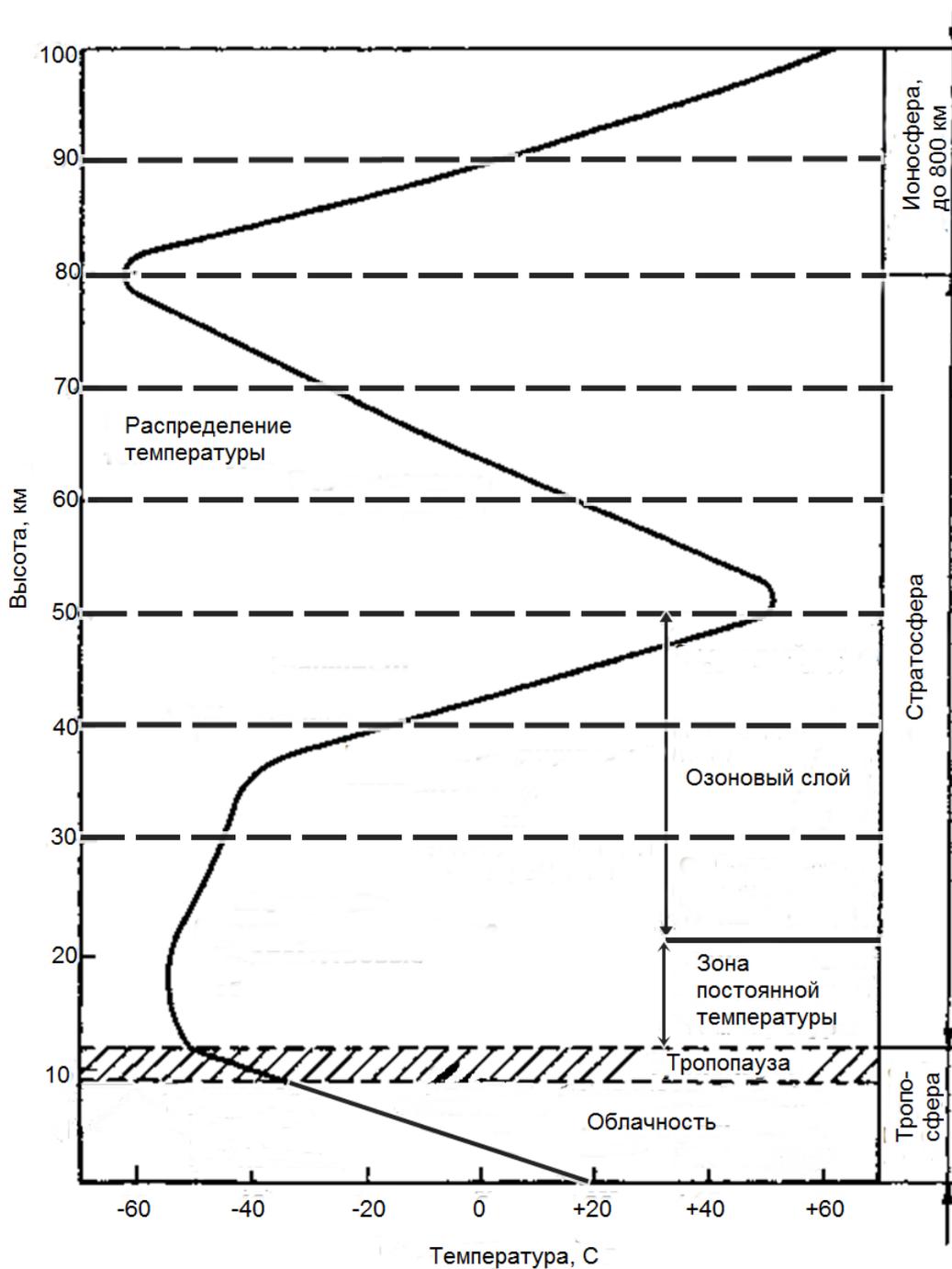


Рис. 7.1. Строение атмосферы и температурная зависимость по высоте.

Преграждением уменьшения температуры и характеризуется верхняя граница тропосферы. Выше этой границы, в стратосфере, температура с высотой возрастает и достигает максимума примерно на высоте 50 км. Нагрев стратосферы происходит из-за сильного поглощения ультрафиолетового излучения Солнца *озоном*, содержащимся в этом слое.

Характер распространения радиоволн в тропосфере определяется состоянием атмосферы и процессами, которые в ней происходят. Состояние атмосферы определяется температурной, влажностью и давлением. Эти характеристики называются *метеорологическими параметрами* тропосферы. Атмосфера состоит из смеси газов. Каждый газ обладает диэлектрической проницаемостью и проводимостью. Во всех низкочастотных диапазонах, вплоть до СВЧ, проводимость газов практически равна нулю. В диапазонах СВЧ и выше проявляется дисперсия вещества, а проводимость отлична от нуля.

В 1925 году Международной комиссией по аэронавигации было введено понятие *стандартной* или *нормальной* тропосферы, которая характеризует среднее состояние тропосферы в умеренных широтах. Для нормальной тропосферы приняты следующие метеопараметры: на поверхности Земли давление  $p = 1013$  мбар, температура  $T = 288$  К, относительная влажность 60%. С увеличением высоты на каждые 100 метров давление уменьшается на 12 мбар, температура на 0,55 градуса, относительная влажность остается постоянной. Высота нормальной тропосферы принимается равной 11 км.

Тропосфера и стратосфера составляют неионизированные слои атмосферы, поэтому закономерности распространения радиоволн в обоих слоях почти одинаковы. Однако, в тропосфере благодаря значительно большей плотности воздуха и близости слоя к земле, метеорологические процессы проходят значительно интенсивнее, чем в стратосфере. Ввиду этого изучение распространения радиоволн в неионизированной части атмосферы ограничивают изучением распространения радиоволн в тропосфере.

## Ионосфера

В ионосфере содержится большое число электрически заряженных частиц – ионов и свободных электронов. Ионизация верхней части атмосферы обусловлена действием электромагнитного излучения Солнца в ультрафиолетовой и рентгеновской частях спектра. Ионизацию создают также метеориты, вторгающиеся в земную атмосферу. На высотах 250 – 400

км имеется основной максимум ионизации. Выше и ниже этого максимума электронная плотность убывает. Фактически ионосфера – это газовая плазма.

Процесс ионизации состоит в том, что под действием квантов солнечного излучения из нейтральных молекул выбиваются электроны и молекулы превращаются в положительно заряженные ионы. В ионосфере одновременно с ионизацией происходит и обратный процесс рекомбинации, т.е. воссоединение положительного иона с электроном и образование нейтральной молекулы. С восходом Солнца ионизация преобладает над рекомбинацией и электронная концентрация растет. С заходом Солнца в результате рекомбинации электронная концентрация уменьшается.

В ионосфере существует несколько максимумов концентрации электронов. Они называются слоями и обозначаются символами  $D$ ,  $E$ ,  $F$ . Ионосферные слои характеризуются параметрами: плотностью электронов в максимуме ионизации; высотой нижней границы; полутолщиной слоя (высотой от нижней границы до максимума ионизации); числом столкновений электронов с тяжёлыми частицами – ионами и молекулами.

Слой  $D$  расположен на высоте 60 – 80 км,  $E$  – на высоте 100 км (полутолщина 15 – 20 км),  $F$  – на высоте 250 – 400 км. Слой  $F$  является основным максимумом электронной плотности. Полутолщина его 100 – 200 км и может меняться в зависимости от времени суток, времени года. На высотах более 300 км атмосфера полностью ионизована. Распределение электронной плотности по высоте и положение слоёв ионосферы приведены на рисунках 7.2 и 7.3. Как следует из этих рисунков, нижний слой  $D$  существует лишь днём. Ночью свободные электроны в нём полностью рекомбинируют. Слой  $E$  существует всегда, хотя с заходом Солнца электронная концентрация в нём уменьшается. Этот слой является самым устойчивым ионосферным слоем. Слой  $F$  зимой ведёт себя подобно слою  $E$ , но электронная концентрация в нём гораздо больше. Летом слой  $F$  распадается на два слоя  $F_1$  и  $F_2$ , причём

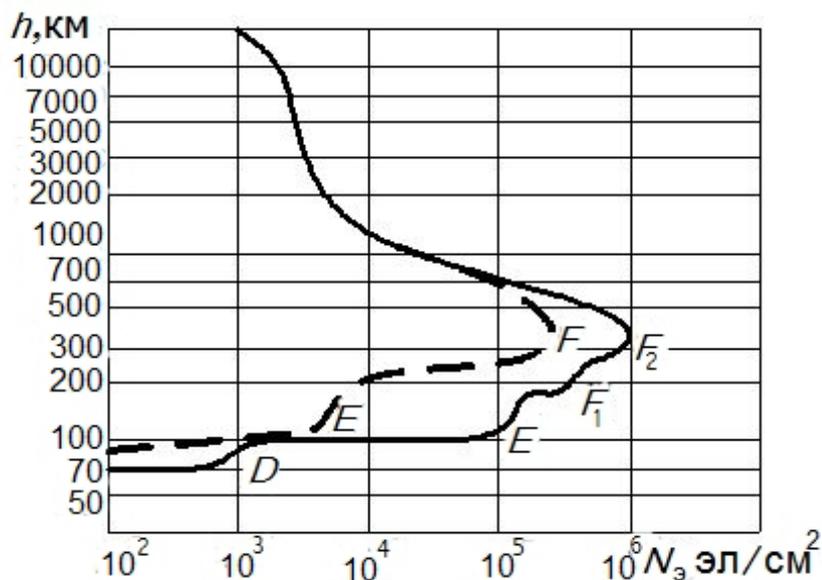


Рис. 7.2. Распределение электронной плотности ионосферы по высоте.  
ночью ----- , днём ———.

слой  $F_1$  существует только днём.

Степень ионизации ионосферы постоянно меняется и зависит от циклического изменения солнечной активности, времени года, времени суток, географических координат и других факторов. Огромное влияние на распространение радиоволн оказывают всплески солнечной активности, сопровождающиеся дополнительным выбросом вещества и сильными магнитными полями. Они приводят к возмущениям ионосферы, называемыми *ионосферными бурями*, которые резко изменяют условия распространения радиоволн. Корпускулярные потоки заряженных частиц захватываются магнитным полем Земли, что также приводит к *магнитным бурям*.

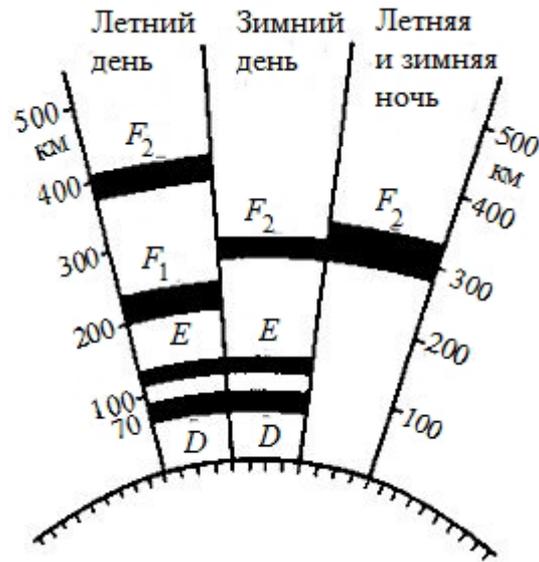


Рис. 7.3. Положение ионосферных слоёв.

Прямое доказательство существования ионосферы было получено только в 30-х годах прошлого столетия после вертикального зондирования ионосферы радиоимпульсом и приёме отраженного сигнала. Для проведения таких исследований в разных странах были созданы ионосферные станции. Одна из первых в СССР станция была построена в Томске при Томском Государственном Университете. По данным ионосферных станций можно определить значения максимальной электронной концентрации в каждом слое. Существование ионосферы оказывает определяющее влияние на распространение радиоволн диапазонов ВЧ и ОВЧ. Начиная с УВЧ ионосфера влияет на связь со спутниками и при радиоастрономических исследованиях.

### 7.3. Распространение радиоволн в свободном пространстве

Под свободным пространством понимается однородная, изотропная, не поглощающая среда, относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости которой равны единице. В такой среде волны распространяются прямолинейно с постоянной скоростью, равной скорости света.

При распространении радиоволн в свободном пространстве различные



между окружностями с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  и т.д. (рис. 7.5).

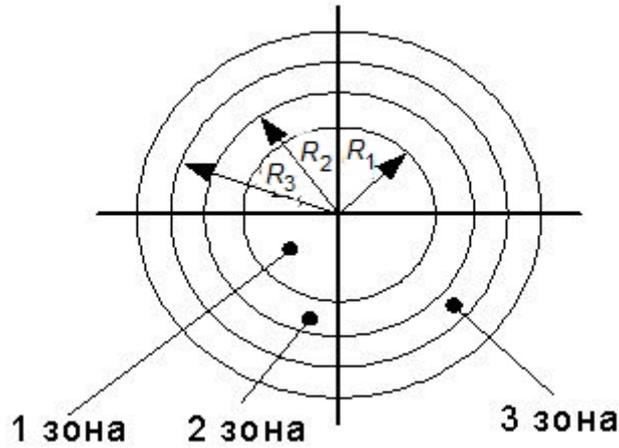


Рис.7.5. Зоны Френеля в поперечной плоскости.

Радиус зоны Френеля с номером  $n$  равен

$$R_n = \sqrt{\frac{n \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7.2)$$

Площади всех зон Френеля одинаковы и равны

$$S_\phi = \frac{\pi \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0}. \quad (7.3)$$

Границы зон Френеля в плоскости распространения волны (продольная плоскость) приведены на рис. 7.6. Они имеют вид эллипсов с полюсами в

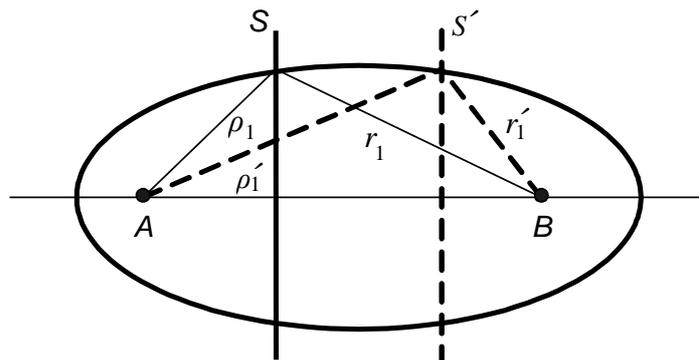


Рис. 7.6. Зоны Френеля в продольной плоскости.

точках  $A$  и  $B$ , в которых расположены антенны. Следовательно, в пространстве первая зона Френеля представляет собой эллипсоид вращения с осью вращения  $AB$ . Зоны высших номеров – пространство между поверхностями

соседних эллипсоидов вращения. Таким образом, если мы ограничиваемся конечным числом зон, конфигурация области, существенной при распространении радиоволн – это эллипсоид вращения с полюсами в точках расположения антенн.

Выясним, все ли зоны Френеля необходимо учитывать в результирующем поле. Вернёмся к соотношениям (7.1). Согласно им, вторичные источники, расположенные на границах двух соседних зон, излучают волны, приходящие в точку наблюдения в противофазе. В практике распространения радиоволн расстояние между излучателем и точкой наблюдения всегда велико по сравнению с длиной волны, т.е. всегда рассматриваются поля в дальней зоне. Следовательно, всегда выполняются условия, что  $\rho_0 \gg \lambda$ ,  $r_0 \gg \lambda$ . Такой результат обусловлен тем, что поля, создаваемые зонами высших номеров, взаимно компенсируются. Другими словами, результирующее поле в точке наблюдения, в основном, создаётся волнами вторичных излучателей, расположенных в пределах первых нескольких зон Френеля. Вклад остальных зон пренебрежимо мал.

Эллипсоид существенной области пространства тем больше вытянут, чем меньше длина волны  $\lambda$ . При  $\lambda \rightarrow 0$  эллипсоид вырождается в линию (луч), соединяющую источник и точку наблюдения. Это приближение называется *геометрической оптикой*. В общем случае такая замена справедлива и для радиоволн других диапазонов, но только при отсутствии препятствий конечных размеров, когда геометрическая оптика дает принципиально неверные результаты. Например, полное отсутствие поля в области тени (за препятствием). Заметим, что подход, основанный на принципе Кирхгофа и зонах Френеля, называется *физической оптикой*.

*Основными потерями в радиолинии* называют ослабление мощности радиоволн в свободном пространстве. Это ослабление определяется при ненаправленных антеннах как отношение мощности сигнала на входе приёмной антенны  $P_2$  к мощности излучения передающей антенны  $P_1$  и выражается в дБ:

$$\Gamma_0 = 10 \lg(P_2/P_1) = -[33 + 20(\lg r + \lg f)], \quad (7.4)$$

$r$  подставляется в километрах, а частота  $f$  – в мегагерцах.

При этом предполагается, что напряжённость поля убывает обратно пропорционально расстоянию. Таким образом, основные потери в радиолинии это естественное убывание амплитуды поля за счёт сферической расходимости волны.

#### 7.4. Факторы, влияющие на распространение радиоволн

В большинстве случаев радиолинии находятся в непосредственной близости от Земли. В этом случае при распространении радиоволн проявляются такие физические явления как интерференция, дифракция, рефракция и рассеяние.

*Интерференция* – сложение в пространстве двух или нескольких волн, при котором в разных точках пространства получается усиление или ослабление амплитуды сигнала.

*Дифракция* – отклонение распределения волнового поля от распределения, предписываемого законами геометрической оптики.

*Рефракция* – плавное изменение направления распространения волн в неоднородной среде, обусловленное зависимостью фазовой скорости от пространственных координат. Рефракция радиоволн в ионосфере связана с изменением её показателя преломления. Рефракция радиоволн в тропосфере связана с зависимостью от высоты плотности воздуха, его состава и температуры.

*Рассеяние* радиоволн – явление, обусловленное наличием в среде, в которой распространяется волна, флуктуаций, вызывающих нерегулярные локальные изменения свойств среды, вследствие чего в ней возникают вторичные волны, распространяющиеся в направлениях, отличных от направления падающей волны, и не когерентные с падающей волной.

Основные факторы, влияющие на распространение радиоволн, это:

влияние Земли, влияние тропосферы и влияние ионосферы.

1. Влияние Земли, в основном, сводится к следующему. При распространении возможно отражение волн от земной поверхности. В случае высоко расположенных антенн поле в точке приема  $B$  над поверхностью Земли будет представлять собой сумму полей двух волн – прямой и отраженной. Влияние Земли приводит к тому, что поле в точке приёма представляет собой интерференционную картину двух волн (рис. 7.7). При низко расположенных антеннах выделить по отдельности прямую и отраженную волны невозможно и волна распространяется вдоль поверхности Земли, испытывая при этом поглощение и некоторое изменение фазовой скорости.

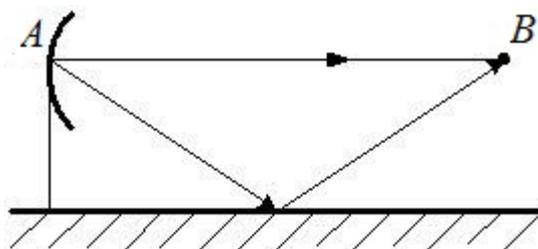


Рис. 7.7. Интерференция двух радиоволн.

На характер распространения радиоволн над поверхностью Земли влияет её сферичность (рис. 7.8). Вопрос о том, как велико поле в области тени, создаваемой сферичностью Земли, и в какой степени радиоволны способны за счёт дифракции преодолеть эту сферичность, зависит от длины волны. Как известно, явление дифракции заметно проявляется, когда размер препятствия сравним с длиной волны, поэтому наиболее ярко дифракция проявляется на длинных волнах. На распространение радиоволн значительное влияние оказывает и рельеф земной поверхности. Причём, чем короче длина волны, тем это влияние сильнее.

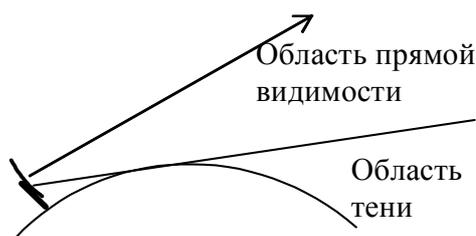


Рис. 7.8. Влияние сферичности Земли на распространение радиоволн.

Радиоволны, распространяющиеся в непосредственной близости от поверхности Земли и частично огибающие её вследствие явления дифракции, получили название *земных или поверхностных волн* (Рис. 7.9).



Рис. 7.9. Поверхностная и пространственная волны.

2. Тропосфера представляет собой неоднородную среду. Свойства её под действием метеоусловий меняются во времени. Тропосфера характеризуется постепенным уменьшением показателя преломления воздуха с высотой и обладает локальными неоднородностями показателя преломления. Плавное изменение показателя преломления с высотой приводит к искривлению траектории радиоволн (рефракции), а при образовании тропосферного волновода может способствовать повышению дальности радиосвязи.

Локальные неоднородности тропосферы вызывают рассеяние радиоволн (рис. 7.10). Влияние рассеяния проявляется только в диапазоне УКВ.

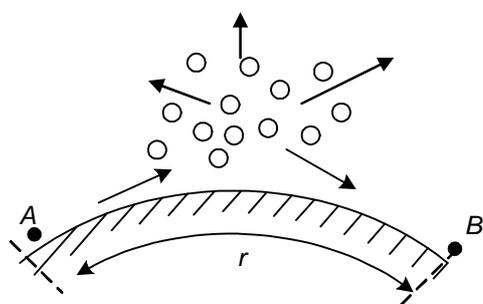


Рис. 7.10. Тропосферная линия связи за счёт рассеяния на неоднородностях тропосферы

Рассеянные радиоволны могут достигать точек на поверхности Земли, отстоящих от передатчика на расстояния в сотни километров. Радиоволны, распространяющиеся на значительные расстояния за счет рефракции и рассеяния в тропосфере получили название *тропосферных радиоволн*.

3. Ионизированная часть атмосферы – ионосфера, содержит значительное количество ионов газов и свободных электронов. Радиоволны с длиной волны более 10 метров отражаются от ионосферы и не могут покинуть пределы земной атмосферы. Для более коротких волн ионосфера является прозрачной. Отраженные от ионосферы радиоволны, падая на полупроводящую поверхность Земли и также отражаясь от неё, могут вновь отразиться от ионосферы. В результате подобного многократного отражения, радиоволны могут попасть в сколь угодно удаленные точки земной поверхности, и даже обогнуть земной шар (Рис. 7.11).

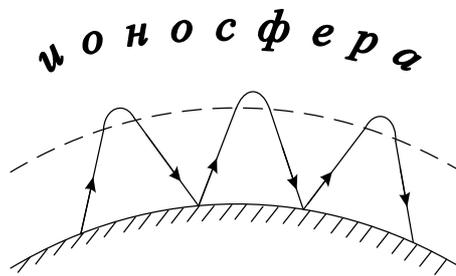


Рис. 7.11. Распространение радиоволн за счёт отражения от ионосферы.

Радиоволны, распространяющиеся на большие расстояния в результате однократного или многократного отражения от ионосферы, а также рассеянные на неоднородностях ионосферы, называют *ионосферными радиоволнами*.

За счёт влияния земных условий поле на реальных трассах отлично от поля в радиолинии, находящейся в свободном пространстве. Для учёта этого влияния вводится *функция ослабления*. Тогда напряжённость поля на реальных трассах  $E$  определяется как произведение напряжённости поля в случае распространения волны в свободном пространстве  $E_0$  на функцию ослабления  $V(r)$ :

$$E = E_0 \cdot V(r). \quad (7.5)$$

Часто функцию ослабления выражают в децибелах

$$V(r) = 20 \lg \frac{E}{E_0}, \text{ дБ}. \quad (7.6)$$

Поэтому основной задачей расчёта радиолинии является определение функции ослабления  $V(r)$  в различных условиях распространения земных, тропосферных и ионосферных волн.

### 7.5. Электрические параметры земной поверхности

Свойства земной поверхности описываются двумя электрическими параметрами: относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  и удельная проводимость  $\sigma$ . Магнитную проницаемость для всех типов земной поверхности считают равной единице.

Параметры реальной поверхности Земли отличаются большим разнообразием даже в пределах одной местности. Поэтому в таблице 7.2 приведены некоторые усредненные значения электрических параметров реальных почв или диапазон изменения этих значений [13]. Кроме того, эти параметры зависят от частоты (или длины волны) на которой они определяются.

Таблица 7.2

Тип поверхности	$\lambda$	$\epsilon_r$	$\sigma$ [1/Ом·м]
Морская вода	>1 м	75	1÷6
	10 см	70	1÷6
	3 см	65	10÷20
Пресная вода	>1 м	80	0.01÷0.
	10 см	75	1÷2
	3 см	65	10÷20
Влажная почва	>1 м	20÷30	0.02÷03
	10 см	20÷30	0.5÷1
	3 см	10÷20	1÷3
Сухая почва	>1 м	3÷6	$10^{-5} \div 10^{-3}$
	10 см	3÷6	0.01÷0.07
	3 см	3÷6	0.1÷0.2
Снег ( $t = -10^0\text{C}$ )	>1 м	1.2	$10^{-6}$
	10 см	1.2	$10^{-5}$
	3 см	1.2	$10^{-5}$
Лес	>10 м	1.004	$10^{-6} \div 10^{-5}$
	10 см	1.04÷1.4	$10^{-5} \div 10^{-3}$

Известно, что в любой немагнитной среде такие параметры волны как фазовая скорость, длина волны в среде, коэффициент затухания определяются через  $\epsilon_r$  и  $\sigma$  [15, 18]. Нас в дальнейшем будут интересовать коэффициенты отражения плоских волн различной поляризации от границы раздела воздух – среда. Параметры воздуха при этом принимаются такие же, как и у вакуума. Напомним, что у *вертикально* поляризованной волны вектор  $\vec{E}$  лежит в плоскости падения, а у *горизонтально* поляризованной – перпендикулярен ей. *Плоскость падения* – плоскость, проходящая через направление распространения волны и нормаль к границе раздела. При записи коэффициентов отражения удобно пользоваться понятием относительной комплексной диэлектрической проницаемости

$$\dot{\epsilon}_r = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = \epsilon_r - j60\lambda\sigma \quad (7.7)$$

Комплексные коэффициенты отражения плоских волн с вертикальной  $\dot{R}_B$  и горизонтальной  $\dot{R}_G$  поляризацией можно записать в виде [18]:

$$\dot{R}_B = \frac{\dot{\epsilon}_r \cos \varphi - \sqrt{\dot{\epsilon}_r - \sin^2 \varphi}}{\dot{\epsilon}_r \cos \varphi + \sqrt{\dot{\epsilon}_r - \sin^2 \varphi}}, \quad \dot{R}_G = \frac{\cos \varphi - \sqrt{\dot{\epsilon}_r - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\dot{\epsilon}_r - \sin^2 \varphi}} \quad (7.8)$$

где  $\varphi$  – угол падения, отсчитываемый от нормали к границе раздела. Формулы (7.8) носят название формул Френеля.

Напомним, что коэффициент отражения определяется как  $\dot{R} = \dot{E}_{отр} / \dot{E}_{пад}$ , где  $\dot{E}_{отр}$  и  $\dot{E}_{пад}$  – комплексные амплитуды напряженности электрического поля отраженной и падающей волн в точке отражения. При этом модуль коэффициента отражения характеризует изменение амплитуды волны при отражении, а его фаза – изменение фазы волны.

В качестве примера на рис. 7.12 показаны зависимости модуля и фазы коэффициентов отражения от угла падения для почв с параметрами  $\epsilon_r = 10$ ,  $\sigma = 0,1$  и длиной волны  $\lambda = 6$  м. Из рис. 7.12 видно, что коэффициент отражения на горизонтальной поляризации по модулю больше, чем на

вертикальной. Фаза коэффициента  $R_{\Gamma}$  близка к  $\pi$  ( $180^{\circ}$ ), фаза коэффициента

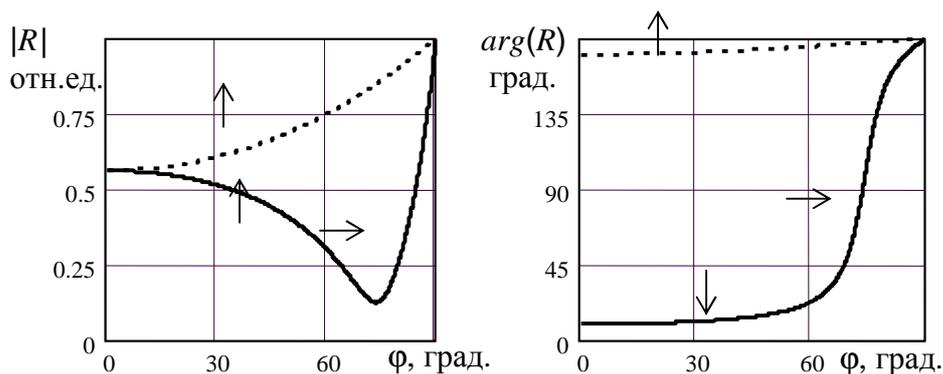


Рис. 7.12. Зависимость модуля (а) и фазы (б) коэффициентов отражения:  
 ————— вертикальная поляризация,  
 ..... горизонтальная поляризация.

$R_{\text{В}}$  меняется от  $0^{\circ}$  при нормальном падении волны и до  $180^{\circ}$  при скользющем падении. Такое поведение коэффициентов отражения характерно для большинства реальных почв. При отражении от идеального диэлектрика без потерь минимальный модуль коэффициента отражения  $R_{\text{В}}$  становится равным нулю и угол, при котором это происходит, называется углом Брюстера [15]. Если поверхность Земли можно считать идеально проводящей ( $\sigma \rightarrow \infty$ ), то  $R_{\text{В}}=1$ ,  $R_{\Gamma} = -1$ . Изменения, происходящие при этом с кривыми на рис. 7.11, условно показаны стрелками.

В реальных условиях распространения радиоволн, когда высоты антенн много меньше расстояния между ними, угол падения близок к  $90^{\circ}$  и поэтому удобно вводить угол скольжения  $\gamma = 90^{\circ} - \phi$ , который отсчитывается от горизонтальной плоскости.

### Вопросы для самоконтроля

1. Объясните физическую причину ослабления напряжённости поля в свободном пространстве?
2. Как зависят амплитуда напряжённости поля и мощность в свободном пространстве от расстояния?
3. В чём существо принципа Гюйгенса?

4. Как строятся зоны Френеля?
5. Как определяется область пространства, существенная для распространения радиоволн? Как изменяется эта область при увеличении частоты?
6. В чём проявляется влияние Земли на распространение радиоволн.
7. В чём проявляется влияние тропосферы на распространение радиоволн.
8. В чём проявляется влияние ионосферы на распространение радиоволн.
9. Почему существование стратосферы не учитывается при распространении радиоволн?

## 8. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН ПРИ ПОДНЯТЫХ АНТЕННАХ.

Строгое решение задачи о распространении земных радиоволн над реальной поверхностью Земли в общем случае весьма сложно. Поэтому при теоретическом изучении и расчёте земных радиотрасс используются некоторыми упрощёнными моделями. Полагают, что атмосфера является однородной, не поглощающей средой, а поверхность Земли гладкая и однородная на протяжении трассы. При этом, все случаи распространения земных радиоволн условно делят на три категории:

- а) распространение при поднятых антеннах в освещённой зоне;
- б) распространение при низко расположенных антеннах над плоской поверхностью Земли;
- в) распространение в области тени и полутени для сферической поверхности Земли.

Уточним значение термина «поднятая антенна». *Поднятая антенна* – это антенна, поднятая на высоту, по крайней мере, в несколько раз большую длины радиоволны. Практически с поднятыми антеннами в основном встречаются в диапазонах УКВ и выше. Типичные примеры поднятых антенн – антенны телецентров, радиолокационных станций, радиорелейных линий связи.

### 8.1. Расстояние прямой видимости

Пусть передающая и приёмная поднятые антенны расположены в точках  $A$  и  $B$  на высотах соответственно  $h_1$  и  $h_2$  над поверхностью Земли (рис. 8.1). Предположим, что поверхность Земли является гладкой сферой радиуса  $R_0$ ; расстояние между антеннами равно  $r$ . Для наглядности реальные масштабы на рис. 8.1 искажены. Область, существенно участвующая в распространении радиоволн, ограничена эллипсоидом вращения, приближенно совпадающим с первой пространственной зоной Френеля.

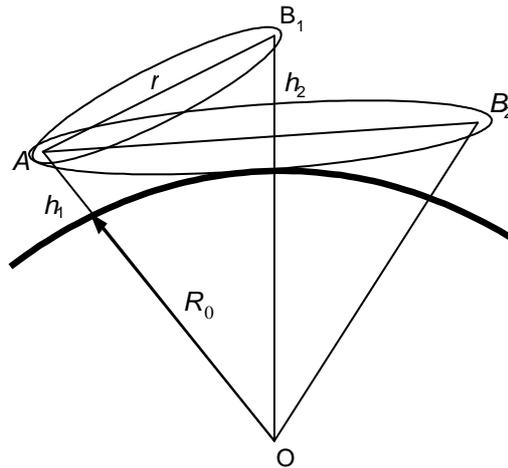


Рис. 8.1. Влияние сферичности Земли на распространение радиоволн при поднятых антеннах.

Из рис. 8.1 видно, что если соотношение между  $r$ ,  $h_1$ ,  $h_2$  такое, что первая зона Френеля не достигает поверхности Земли, то возможно прямолинейное распространение радиоволн между точками  $A$  и  $B_1$  или  $A$  и  $B_2$ . В противном случае Земля будет препятствием, за которое радиоволны могут попасть только за счёт дифракции. Поле в последнем случае оказывается сильно ослабленным, т.к. в распространении радиоволн участвуют лишь часть первой зоны Френеля и зоны высших порядков, также искажённые Землёй.

*Расстоянием прямой видимости* называется расстояние между двумя точками, расположенными над поверхностью Земли, когда соединяющая их прямая касается поверхности Земли. На рис. 8.2 точки  $A$  и  $B$  находятся на

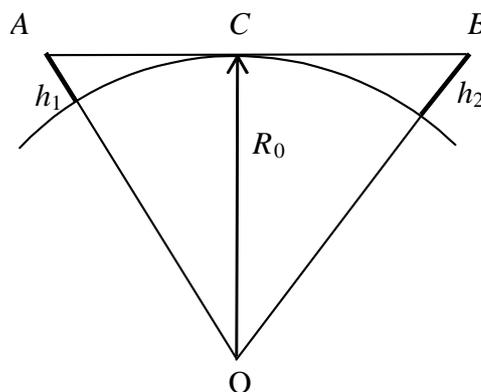


Рис.8.2. Определение расстояния прямой видимости.

расстоянии прямой видимости. Обозначим его  $r_0$ . Тогда из рис. 8.2 следует

$$\begin{aligned} r_0 &= AC + CB; \quad AC = \sqrt{(R_0 + h_1)^2 - R_0^2} \approx \sqrt{2R_0 h_1}; \\ CB &= \sqrt{(R_0 + h_2)^2 - R_0^2} \approx \sqrt{2R_0 h_2}. \end{aligned} \quad (8.1)$$

Откуда расстояние прямой видимости равно

$$r_0 = \sqrt{2R_0} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}). \quad (8.2)$$

Подставляя значение  $R_0 = 6370$  км, а  $h_1$  и  $h_2$  в метрах для  $r_0$  в километрах в диапазоне ОВЧ (УКВ) получим:

$$r_0 = 3,57 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}). \quad (8.3)$$

Числовой коэффициент учитывает особенности распространения радиоволн по диапазонам. В диапазоне ВЧ он равен 4,11. Формула (8.3) определяет минимальную дальность радиосвязи для выбранной модели. Реально она может быть больше за счет тех явлений, о которых уже говорилось.

Принято считать, что если протяжённость трассы  $r < 0,2r_0$ , то поверхность Земли можно считать плоской. При  $r < 0,8r_0$  нужно учитывать сферичность Земли, хотя еще можно разделить прямую и отражённую волны в точке приёма. Это нельзя сделать в области полутени ( $0,8r_0 \leq r < 1,2r_0$ ) и тем более тени ( $r \geq 1,2r_0$ ). В эти области поле проникает за счёт дифракции.

## 8.2. Распространение радиоволн при поднятых антеннах над плоской Землей

Интерференционная формула

Рассмотрим схему распространения радиоволн, когда приёмная и передающая антенны подняты над плоской поверхностью Земли (рис. 8.3). Пусть  $r$  – длина линии связи, антенны подняты на высоту  $h_1 \geq \lambda$  и  $h_2 \geq \lambda$ . В данном случае поле в точке приёма является результатом интерференции прямой волны ( $AB$ ) и отражённой ( $ACB$ ). Для определения положения точки отражения на поверхности Земли следует построить зеркальное изображение точки  $A$  (точка  $A_1$ ) и соединить ее с точкой  $B$ . При таком построении в точке  $C$  бу-

дет выполняться закон отражения – угол отражения равен углу падения и  $ACB = A_1CB$ . На рис. 8.3 условно изображена также диаграмма направленности (ДН) антенны  $F(\theta)$  в свободном пространстве; угол  $\theta$  отсчитывается от горизонтальной плоскости. Очевидно, что поле в точке наблюдения  $B$  будет векторной суммой полей прямой и отражённой волн

$$\vec{E}(B) = \vec{E}_1(B) + \vec{E}_2(B), \quad (8.4)$$

где поля  $E_1$  и  $E_2$  определены как поля в свободном пространстве.

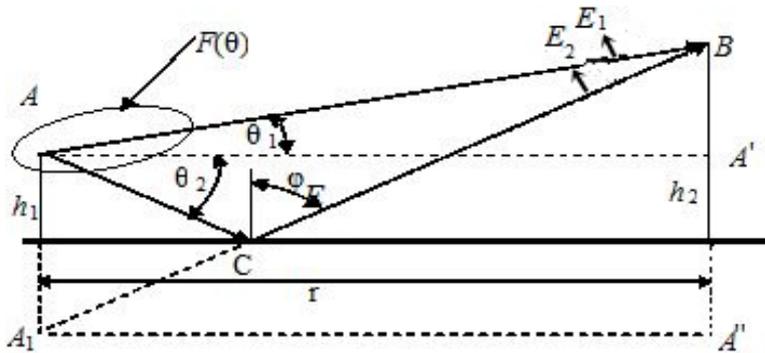


Рис. 8.3. Поднятые антенны над плоской поверхностью Земли.

С учётом коэффициента отражения в точке  $C$ , амплитуды полей  $E_1$  и  $E_2$  в точке  $B$  будут определяться соотношениями:

$$\begin{aligned} E_1(B) &= A \cdot F(\theta_1) \cdot \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} \\ E_2(B) &= A \cdot F(\theta_2) \cdot \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} \cdot \dot{R}(\varphi), \end{aligned} \quad (8.5)$$

где  $A = \sqrt{60PD}$ ,  $P$  – мощность излучения передающей антенны,  $D$  – её КНД,  $\varphi$  – угол падения отражённой волны в точке  $C$ ;  $F(\theta_1)$  и  $F(\theta_2)$  – значения амплитудной ДН антенны в направлении прямой и отражённой волн.

Формула (8.4), описывающая поле в точке наблюдения как сумму полей падающей и отражённой волн, является общим выражением интерференционной формулы. В большинстве реальных случаев расстояние между антеннами много больше их высот, т.е.  $r \gg h_1$  и  $r \gg h_2$ . При выполнении этих условий в интерференционной формуле можно сделать следующие допущения:

- 1) векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  в точке  $B$  можно считать параллельными, что позволяет векторную сумму заменить алгебраической;
- 2) расстояния  $r_1$  и  $r_2$  в знаменателях формул (8.5), определяющие амплитуды полей в точке наблюдения, можно считать одинаковыми и равными расстоянию вдоль поверхности Земли  $r$ ;
- 3) коэффициент отражения можно определять по формулам Френеля для плоских волн (7.8), хотя реально отражённая волна в точке  $C$  является сферической.

В результате интерференционной формуле можно придать вид:

$$E(B) = A \cdot F(\theta_1) \cdot \frac{e^{-jkr_1}}{r} \cdot \left[ 1 + \frac{F(\theta_2)}{F(\theta_1)} \dot{R}(\varphi) \cdot e^{-jk\Delta r} \right], \quad (8.6)$$

где  $\Delta r = (r_2 - r_1)$  – разность хода между отражённой и прямой волнами.

Выражение в квадратных скобках формулы (8.6) является функцией ослабления  $V(r)$  и называется в данном случае *интерференционным множителем* или *множителем Земли*.

На практике обычно представляет интерес только амплитуда поля в точке наблюдения, т.е. модуль выражения (8.6):

$$E(B) = |\dot{E}(B)| = \frac{A}{r} \cdot |V(r)| \cdot F(\theta_1), \quad (8.7)$$

где

$$|\dot{V}(r)| = V(r) = \sqrt{1 + \left( \frac{F(\theta_2)}{F(\theta_1)} |R| \right)^2 + \frac{F(\theta_2)}{F(\theta_1)} |R| \cdot \cos(k\Delta r + \Phi)}, \quad (8.8)$$

$|R|$  и  $\Phi$  – модуль и фаза коэффициента отражения, зависящие от угла  $\varphi$ .

В случае слабонаправленных антенн  $F(\theta_1) \cong F(\theta_2)$  выражение для  $V(r)$  упрощается

$$V(r) = \sqrt{1 + |R|^2 + 2|R| \cdot \cos(k\Delta r + \Phi)}. \quad (8.9)$$

Если антенна имеет узкую диаграмму направленности и направлена под малым углом к горизонту, то  $F(\theta_2) \approx 0$  и  $V(r) \approx 1$ . Физически это означа-

ет, что отражённая волна практически отсутствует и в точке приёма имеем только прямую волну. Такой случай характерен для радиолокационных станций УКВ диапазона, антенны которых направлены под углом к горизонту.

Выразим разность хода  $\Delta r$  через высоты антенн и расстояние между ними. Обратимся к рис. 8.3. Из треугольников  $AA'B$  и  $A_1A''B$  имеем

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (h_2 - h_1)^2} \approx r + \frac{(h_2 - h_1)^2}{2r}; \quad (8.10)$$

$$r_2 = \sqrt{r^2 + (h_2 + h_1)^2} \approx r + \frac{(h_2 + h_1)^2}{2r}, \quad (8.11)$$

$$r_2 - r_1 \approx \frac{2h_1h_2}{r}. \quad (8.12)$$

Следовательно, функцию ослабления можно записать в виде:

$$V(r) = \sqrt{1 + |R|^2 + 2 \cdot |R| \cdot \cos\left(\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} + \Phi\right)}. \quad (8.13)$$

При изменении длины радиолинии  $r$  функция ослабления  $V(r)$  проходит через ряд максимумов и минимумов. Значения  $V(r)$  в максимумах равны  $(1 + |R|)$ , в минимумах  $(1 - |R|)$ .

Рассмотрим пространственную интерференционную структуру поля в зависимости от длины линии связи  $r$ . При распространении УКВ вдоль поверхности Земли ( $\varphi \rightarrow 90^\circ$ ) формула (8.13) может быть упрощена. При малых углах скольжения  $\gamma = 90^\circ - \varphi$ , для большинства встречаемых в практике видов поверхностей Земли (море, сухая и влажная суша), модуль коэффициента отражения близок к единице, а фазовый угол  $\Phi$  близок к  $180^\circ$ . Подставляя эти величины в формулу (8.13), для функции ослабления получим

$$V(r) = 2 \cdot \left| \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{h_1 h_2}{r}\right) \right|. \quad (8.14)$$

Эта формула характеризует интерференционную структуру поля, при которой множитель ослабления проходит ряд максимумов и минимумов при изменении расстояния  $r$ . Расстояния, которым соответствуют максимумы напряженности поля, можно найти из условия

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{h_1 h_2}{r} = \frac{\pi}{2} (2n+1), \quad \text{где } n = 0, 1, 2, \dots \quad (8.15)$$

### Диаграммы направленности поднятых антенн

Рассмотрим частный случай интерференционной формулы, когда точка приёма находится в дальней зоне относительно передающей антенны (рис. 8.4). Этот случай соответствует определению диаграммы направленности

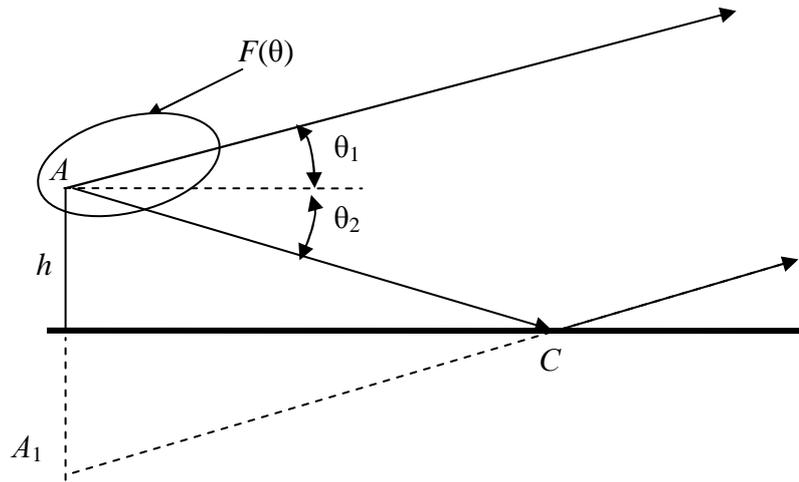


Рис.8.4. К определению диаграммы направленности поднятой антенны над плоской поверхностью.

передающей антенны, расположенной над поверхностью Земли. Поскольку точка  $B$  находится на бесконечном удалении, то:

- 1) лучи  $AB$  и  $A_1B$  будут параллельны;
- 2) углы  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\varphi$  связаны соотношениями  $\theta_2 = -\theta_1$ ,  $\varphi = 90^\circ - \theta_1$ ; будем в дальнейшем обозначать угол  $\theta_1$  как  $\theta$ ;
- 3) разность хода  $\Delta r = A_1D$  можно определить, опуская перпендикуляр  $AD$  из точки  $A$  на прямую  $A_1CB$ , и тогда

$$\Delta r = 2h_1 \cdot \cos \theta. \quad (8.16)$$

Как известно, ДН характеризует зависимость поля в точке наблюдения от угловых координат. В данном случае в вертикальной плоскости эта зависимость будет иметь вид

$$F_{\Sigma}(\theta) = F(\theta) \cdot V(\theta), \quad (8.17)$$

поскольку разность хода  $\Delta r$  не зависит от  $r$ , а зависит только от угла  $\theta$ .

Для дальнейшего анализа рассмотрим случай слабонаправленных антенн  $F(\theta_1) \approx F(\theta_2)$ , когда интерференционный множитель представляется формулой (8.9). Заменяя в ней угол  $\theta_1$  на  $\theta$  и  $h_1$  на  $h$ , получим

$$V(\theta) = \sqrt{1 + |R|^2 + 2|R| \cdot \cos[2kh \cdot \cos(\theta) + \Phi]} \quad (8.18)$$

В зависимости от поляризации поля передающей антенны рассмотрим два случая.

а) Горизонтальная поляризация

Примером антенн с такой поляризацией является горизонтальный вибратор. Предположим, что Земля является идеально проводящей ( $\sigma = \infty$ ). Тогда, согласно формуле (7.8)  $|R| = 1$ ,  $\Phi = \pi$  и формула (8.18) приобретает вид

$$V(\theta) = 2|\sin(kh \cos \theta)|. \quad (8.19)$$

Поскольку ДН самого вибратора в экваториальной плоскости представляет окружность  $F_1(\theta) = 1$ , то  $F_2(\theta) = V(\theta)$ , т.е. ДН определяется только множителем  $V(\theta)$ . График функции  $F_2(\theta)$  представлен на рис. 8.5 для различных отношений  $h/\lambda$ .

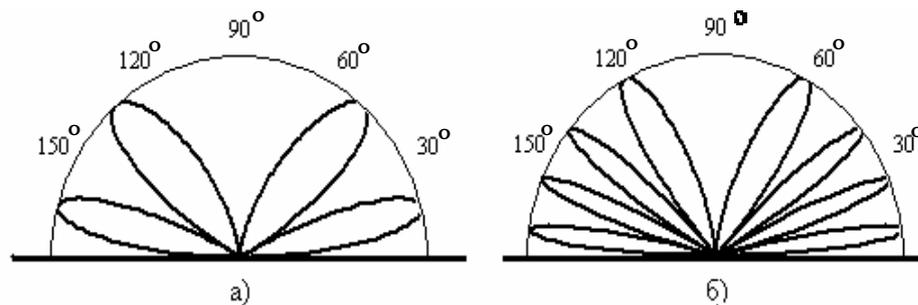


Рис.8.5. Диаграммы направленности горизонтального вибратора над идеально проводящей Землей: а)  $h/\lambda = 1$ , б)  $h/\lambda = 2$ .

Из рисунка можно сделать следующие выводы:

- 1) диаграмма направленности при  $h/\lambda > 0,5$  носит лепестковый характер;

- 2) число лепестков увеличивается с увеличением  $h/\lambda$  и в одном квадранте равно числу полуволен, укладываемых по высоте антенны;
- 3) первый лепесток всегда оторван от поверхности Земли и наклоняется к ней при увеличении  $h/\lambda$ .

Известно [15], что потери в среде определяются значением тангенса угла потерь

$$\operatorname{tg}\Delta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon} = \frac{60\lambda\sigma}{\epsilon_r}. \quad (8.20)$$

Если  $\operatorname{tg}\Delta > 1$ , то среда близка по свойствам к проводящей, если  $\operatorname{tg}\Delta < 1$  – к диэлектрической. Для реальных почв, как следует из графиков на рис. 7.12, значения коэффициента отражения близки к  $|R| = 1$ ,  $\Phi = \pi$ , особенно при больших углах падения, характерных в практике распространения радиоволн. Поэтому сделанные выводы можно распространить и на реальные трассы. Отличие заключается в том, что для реальных почв лепестки ДН как бы «заплывают», т.е. значения поля между ними не будут строго равны нулю. Это объясняется тем, что реально модуль коэффициента отражения всегда меньше единицы и полной компенсации полей прямой и отраженной волн в этих направлениях не происходит.

На рис. 8.6 представлены типичные ДН горизонтального вибратора над двумя видами почв. Из рис. 8.6 хорошо видно «заплывание» нулей в ДН. В случае, представленном на рис. 8.6а, почва ведет себя как проводящая среда ( $60\lambda\sigma > \epsilon_r$ ), а в случае, представленном на рис. 8.6б, – как диэлектрическая ( $60\lambda\sigma < \epsilon_r$ ).

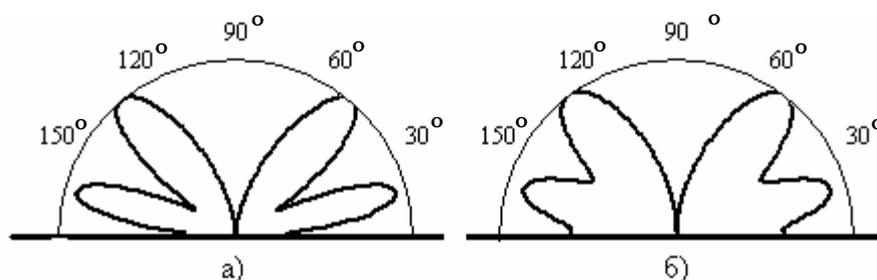


Рис. 8.6. Диаграммы направленности горизонтального вибратора над различными почвами при  $h = 2\lambda$ : а) влажная почва ( $\epsilon_r = 10$ ,  $\sigma = 1$ ,  $\lambda = 1$  м),

б) сухая почва ( $\epsilon_r = 4$ ,  $\sigma = 0,01$ ,  $\lambda = 1\text{ м}$ ).

Направления лепестков ДН горизонтального вибратора можно определить из выражения (8.17), соответствующего идеально проводящей Земле, поскольку у реальных почв на горизонтальной поляризации модуль коэффициента отражения близок к единице, а фаза к  $180^\circ$ .

Заменим в формуле (8.17) угол падения  $\theta$  на угол скольжения  $\gamma = 90^\circ - \theta$ , поскольку на практике представляют интерес лепестки, близкие к Земле, и нормируем ДН так, чтобы ее максимальное значение было равно единице. Тогда

$$F(\gamma) = |\sin(kh \cdot \sin\gamma)|. \quad (8.21)$$

Из этой формулы следует, что максимумы ДН будут соответствовать углам скольжения  $\gamma$ , при которых  $kh \cdot \sin\gamma = \sin(n \cdot \pi/2)$ , где  $n$  определяет номер лепестка, отсчитываемый от поверхности Земли. В результате получим, что первый лепесток наклонён к горизонту на угол, определяемый соотношением

$$\sin(\gamma_{1,max}) = \frac{\lambda}{4h}. \quad (8.22)$$

### б) Вертикальная поляризация

Рассмотрим вначале случай идеально проводящей Земли. Коэффициент отражения равен единице, т.е.  $|R| = 1$ ,  $\Phi = 0$  и (8.17) приводится к виду

$$V(\theta) = 2|\cos(kh \cdot \cos\theta)| = 2|\cos(kh \cdot \sin\gamma)|. \quad (8.23)$$

Очевидно что по сравнению с горизонтальной поляризацией характер поведения множителя Земли изменится на противоположный – там, где были максимумы, будут нули и наоборот. В качестве реальной антенны возьмём вертикальный вибратор. В отличие от горизонтального вибратора, собственная ДН в вертикальной плоскости в этом случае определяется выражением  $F_1(\theta) = \cos\theta$  и имеет вид, приведённый на рис. 8.7б. На рис. 8.7 показаны множитель Земли (а), диаграмма  $F_1(\theta)$  (б) и их произведение (в), т.е. полная диаграмма направленности  $F_\Sigma(\theta) = F_1(\theta)V(\theta)$ .

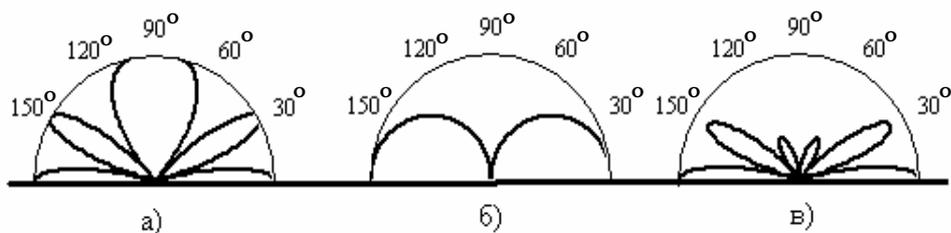


Рис.8.7. Диаграммы направленности при  $h = \lambda$ : вертикального вибратора а)  $V(\theta)$ , множителя Земли б)  $F_1(\theta)$  и полная в)  $F_\Sigma(\theta)$ .

У реальных почв зависимость коэффициента отражения от угла падения носит сложный характер (рис. 7.12). Существует как бы «неполный» угол Брюстера ( $\varphi_B$ ), при котором модуль коэффициента отражения имеет минимум, а фаза изменяется от значений близких к  $0^\circ$  до значений, близких к  $180^\circ$ . Поэтому диаграммы направленности от  $\varphi = 0^\circ$  до  $\varphi_B$  имеют вид, соответствующий вертикальному вибратору над идеально проводящей почвой, а при  $\varphi > \varphi_B$  – горизонтальному вибратору. В частности, первый от поверхности Земли лепесток приподнят, как и у горизонтального вибратора. Примеры таких диаграмм приведены на рис. 8.8 для двух типов почв. Из рисунка видно, что, увеличение проводимости почвы делает ДН более изрезанной.

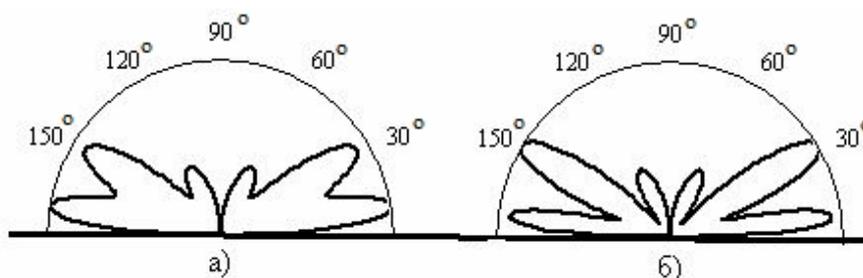


Рис. 8.8. Диаграммы направленности вертикального вибратора над почвами с параметрами а)  $\epsilon_r = 10, \sigma = 0,1$ ; б)  $\epsilon_r = 10, \sigma = 1$ , при  $h = \lambda$ .

#### Условия применимости отражательной трактовки

В основе интерференционных формул лежит так называемая отражательная трактовка, согласно которой присутствие Земли учитывается введением отражённой от неё волны. Коэффициент отражения при этом для геометрической точки отражения ( $C$  на рис. 8.3 и 8.4) определяется по формулам

Френеля (7.8), справедливым для плоских волн. Такой подход характерен для геометрической оптики, когда из-за малости длины волны область, существенная для распространения радиоволн, превращается в линию и распространение волны рассматривается как распространение луча. В действительности, наличие конечной области, существенной при распространении радиоволн, приводит к образованию подобной области на поверхности Земли и для отражённой волны. Углы падения волн на различные точки этой области будут отличаться от угла падения в точку  $C$  и поэтому коэффициенты отражения в пределах области, существенной для отражения радиоволн, будут различными. Если этим различием можно пренебречь, то падающую и отражённую волны можно считать плоскими и отражательная трактовка будет справедлива, поскольку формулы Френеля являются точными для плоских волн. Таким образом, условие применимости отражательной трактовки сводится к условию малости изменения коэффициента отражения  $|\Delta R|$  в пределах области, существенной для отражения радиоволн. Очевидно, оно может быть записано как  $|\Delta R| \ll |R|$ . Это условие может быть приведено к виду [14]

$$2 \frac{(h_1 + h_2)^2}{\lambda r} \gg |1 - R^2|, \quad (8.24)$$

где  $h_1, h_2$  – высоты антенн,  $r$  – расстояние между антеннами,  $R$  – коэффициент отражения в точке  $C$ .

Из условия (8.24) следует важный для практики вывод: чем ближе по модулю коэффициент отражения к единице, тем условия отражательной трактовки выполняются при меньших высотах антенн. В частности, для идеально проводящей Земли отражательная трактовка справедлива при любых высотах расположения антенн.

#### Квадратичная формула Введенского

Диаграмма направленности антенны над Землёй хотя и даёт представление о распределении поля в различных направлениях, но не позволяет найти величину этого поля, поскольку определяется для бесконечно удален-

ных точек, где амплитуда поля стремится к нулю. Чтобы определить величину поля в точке наблюдения, можно воспользоваться выражением для функции ослабления (8.14), записанной для случая длинных трасс. Если расстояние велико настолько, что

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{h_1 h_2}{r} \leq \pi/9, \quad (8.25)$$

то синус в формуле (8.14) можно заменить его аргументом. Совершаемая при этом ошибка не превышает 1%. В результате получим

$$V(r) = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}. \quad (8.26)$$

Формула для расчёта амплитуды напряжённости поля в этом случае принимает вид

$$E = \frac{\sqrt{60PD}}{r^2} \cdot \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda}. \quad (8.27)$$

Эта формула была получена в 1928 году академиком Б.А. Введенским. Она характеризует зависимость напряжённости электрического поля от длины линии связи, длины волны и высот расположения антенн. Следует отметить обратную пропорциональность поля квадрату расстояния  $r^2$ . В свободном пространстве эта зависимость более слабая и определяется как  $1/r$ . Поэтому формулу Введенского часто называют *квадратичной*.

Сформулируем ограничения применения формулы Введенского:

- 1) должны выполняться условия  $|R| > 0,95$  и  $175^\circ < \Phi < 180^\circ$ ;
- 2) формула применима при высотах подъёма антенны и расстояниях, для которых выполняется вытекающее из (8.25) условие

$$18h_1 h_2 \leq \lambda r; \quad (8.28)$$

- 3) формула даёт правильные результаты только в условиях применимости отражательной трактовки;

- 4) формула применима для высот подъёма точки наблюдения (приёмной антенны) не выше первого максимума ДН, определяемого по (8.22). При дальнейшем подъёме приёмной антенны, согласно формуле Введенского,

напряжённость электрического поля должна увеличиваться. Однако в действительности с учётом угловой зависимости ДН антенны она уменьшается.

Несмотря на ряд допущений, сделанных при выводе формулы Введенского, расчёты по ней хорошо совпадают с экспериментом. Она имеет фундаментальное значение для расчёта напряжённости поля УКВ линий связи, например, в телевидении.

### 8.3. Отражение радиоволн от неровной земной поверхности

При падении волны на совершенно ровную плоскую поверхность направление отраженной волны подчиняется законам геометрической оптики. Такое отражение называется зеркальным. Если отражающая поверхность неровная, то радиоволны отражаются от неё одновременно в различных направлениях. Это – диффузное или рассеянное отражение (рис. 8.9). При этом

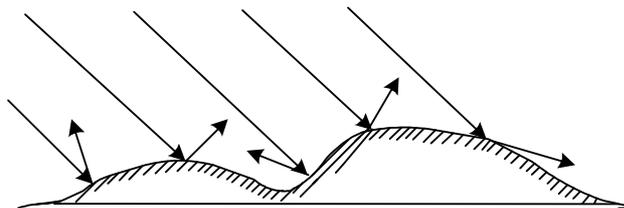


Рис. 8.9. Рассеяние радиоволн при отражении от неровной земной поверхности.

напряжённость поля отражённой волны в зеркальном направлении меньше, чем в случае ровной поверхности. В этом случае говорят об эффективном коэффициенте отражения в зеркальном направлении.

Отметим, что понятие степени неровности применительно к задачам распространения радиоволн носит относительный характер. Решающим здесь является соотношение между длиной волны и высотой неровности. Например, холмистая местность с высотой холмов порядка сотен метров по отношению к сверхдлинным волнам может быть отнесена к категории гладких, но в диапазоне сантиметровых волн ровное поле, покрытое травой высотой до

10 см, должно быть отнесено к классу шероховатых поверхностей.

Для оценки степени шероховатости поверхности используется критерий Релея [16]:

$$h_{\text{дон}} \leq \frac{\lambda}{16 \cos \theta}. \quad (8.29)$$

Этот критерий показывает, что при данной допустимой высоте неровностей отражение пологих лучей будет близко к зеркальному. Влияние неровностей земной поверхности тем сильнее, чем короче длина волны.

#### 8.4. Учёт сферичности Земли в интерференционных формулах

Полученные ранее формулы справедливы для плоской поверхности Земли. Землю принято считать плоской, если длина линий радиосвязи удовлетворяет соотношению:  $r < 0,2r_0$ , где  $r_0$  – расстояние прямой видимости.

Пусть условие применимости отражательной трактовки выполняется, тогда схема распространения прямого и отражённого лучей над поверхностью Земли будет иметь вид, приведённый на рис. 8.10.

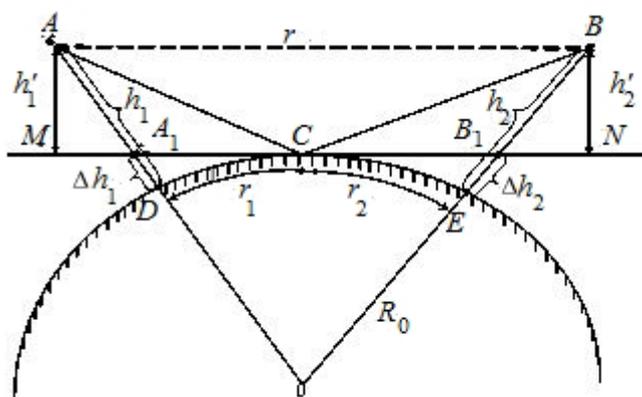


Рис. 8.10. Учет влияния сферичности Земли.

Проведём через точку  $C$  плоскость  $MN$ , касательную к земной поверхности. Высоты антенн будем отсчитывать от этой плоскости. Точка  $C$  – точка отражения радиоволны. В этом случае картина распространения радиоволн над сферической землей будет аналогична картине распространения радиоволн над плоской поверхностью  $MN$ . Это позволяет воспользоваться ин-

терференционными формулами, но при этом необходимо учесть изменение высоты антенн. Следовательно, все рассмотренные ранее методы расчета напряженности поля над плоской Землей, могут быть распространены на сферическую Землю при замене действительных высот антенн  $h_1$  и  $h_2$  на приведённые  $h'_1$  и  $h'_2$ .

Таким образом, проблема учета кривизны Земли при использовании интерференционных формул сводится к проблеме нахождения приведённых высот  $h'_1$  и  $h'_2$  по известным высотам  $h_1$  и  $h_2$  и расстоянию между антеннами. Если бы рисунок был изображен с соблюдением масштаба, то было бы видно, что приведённые и реальные высоты  $h'_1$  и  $h_1$ ,  $h'_2$  и  $h_2$  почти не имеют углового расхождения и можно считать

$$h'_1 \cong h_1 - \Delta h_1; \quad h'_2 \cong h_2 - \Delta h_2. \quad (8.30)$$

Отметим, что  $r_1$  и  $r_2$  приблизительно соответствуют расстоянию прямой видимости при высоте антенн  $\Delta h_1$  и  $\Delta h_2$  и, следовательно, можно записать

$$\Delta h_1 \cong \frac{r_1^2}{2R_0}; \quad \Delta h_2 \cong \frac{r_2^2}{2R_0}. \quad (8.31)$$

Окончательно, приведённые высоты могут быть определены из соотношений

$$h'_1 = h_1 - \frac{r_1^2}{12,8}, \quad h'_2 = h_2 - \frac{r_2^2}{12,8}, \quad (8.32)$$

где высоты антенн выражаются в метрах, а расстояния  $r_1$  и  $r_2$  – в километрах.

Полученные формулы показывают, что умение вычислять приведённые высоты упирается в знание расстояний  $r_1$  и  $r_2$ , т. е. в нахождение точки  $C$ . В общем случае, определение положения точки отражения  $C$  связано с громоздкими вычислениями [1,3]. Их можно упростить, если рассматривать либо большие, либо малые расстояния  $r$ .

При небольших расстояниях между антеннами  $r$ , считая Землю плоской, положение точки отражения  $C$  находят по формулам

$$A_1C \approx r_1 = r \cdot \frac{h_1}{h_1 + h_2}; \quad B_1C \approx r_2 = r \cdot \frac{h_2}{h_1 + h_2}. \quad (8.33)$$

При значительных расстояниях, близких к расстоянию прямой видимости, прямая  $A_1B_1$  и ломаная  $ACB$  почти сливаются и можно считать:

$$A_1C \approx AC \approx \sqrt{2R_0h_1}; \quad C_1B \approx CB \approx \sqrt{2R_0h_2}.$$

Кроме того, в последнем случае  $r$  близко к расстоянию прямой видимости

$$r \approx r_0 = \sqrt{2R_0}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}), \quad \sqrt{2R_0} = \frac{r}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}.$$

Отсюда, положение точки  $C$  можно найти по формулам:

$$r_1 = r \cdot \frac{\sqrt{h_1}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}; \quad r_2 = r \cdot \frac{\sqrt{h_2}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}. \quad (8.34)$$

Для промежуточных случаев, положение точки  $C$  приближённо берётся как среднее из двух положений, определяемых формулами (8.33) и (8.34).

Приведённые высоты позволяют учесть влияние сферичности Земли на величину поля в интерференционных формулах. Отметим, что по мере увеличения длины трассы и приближения её к дальности прямой видимости, приведённые высоты постепенно уменьшаются и в пределе стремятся к нулю. В этом случае множитель ослабления в интерференционных формулах, а следовательно и напряжённость поля также обращаются в нуль и концепция, положенная в основу интерференционных формул о наличии двух волн (прямой и отражённой) в точке приёма теряет смысл. В связи с этим полагают, что интерференционные формулы пригодны для расчётов при расстояниях между передатчиком и приёмником  $r < 0,8r_0$ .

## 8.5. Распространение радиоволн в зоне тени и полутени

При длинных радиотрассах модель плоской Земли не работает, необходимо учитывать её сферичность и для определения напряжённости поля на большом удалении от передающей антенны решать задачу дифракции. Задача усложняется тем, что приходится учитывать реальные электрические па-

раметры Земли. В 1945 г. академик В.А. Фок получил общее выражение для расчета напряжённости электрического поля в месте приёма, пригодное для любых расстояний от передатчика. Однако определение напряженности поля по формуле Фока связано со сложными вычислениями, поскольку формула представляет собой ряд, плохо сходящийся при небольших расстояниях.

Для значительных расстояний в области тени, когда выпуклость Земли экранирует область приёма, можно учитывать только первый член ряда и рассчитывать напряжённость поля по формуле

$$E = E_0 W, \quad (8.35)$$

где  $E_0$  – амплитуда напряженности электрического поля, создаваемого антенной в свободном пространстве,  $W$  – множитель ослабления

Множитель ослабления определяется как произведение трёх функций:

$$W = U(x)V(y_1)V(y_2), \quad (8.36)$$

где  $U(x)$  – функция, зависящая от расстояния и электрических параметров почвы;  $V(y_1)$  и  $V(y_2)$  – функции, зависящие от высот подъёма приемной и передающей антенн, соответственно.

Параметры  $x, y_1, y_2$  определяются следующим образом:

$$x = \frac{r}{L}; \quad y_1 = \frac{h_1}{H}; \quad y_2 = \frac{h_2}{H}, \quad (8.37)$$

$$L = \left( \frac{R_0^2 \lambda}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad H = \frac{1}{2} \left( \frac{R_0 \lambda^2}{\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (8.38)$$

где  $x$  является нормированной длиной трассы,  $y_1, y_2$  – нормированные высоты расположения антенн,  $R_0$  – радиус Земли.

Выражения для функций  $U(x)$  и  $V(y)$ , достаточно сложные в общем виде, могут быть упрощены для некоторых практически важных случаев [12–14].

В зоне полутени при поднятых антеннах расчет поля значительно усложняется, поскольку в дифракционной формуле необходимо учитывать несколько слагаемых. В то же время, определение поля в зоне полутени представляет значительный практический интерес, например, при определе-

нии зоны уверенного приема телевизионных передач, поскольку в зоне тени дифракционное поле быстро убывает с увеличением расстояния. На практике приходится использовать приближённые методы [12].

В заключение отметим, что одночленной дифракционной формулой можно пользоваться для радиотрасс с расстоянием, примерно в полтора раза превышающим расстояние прямой видимости. Общее представление о поведении поля вблизи расстояния прямой видимости и в зоне тени даёт рис. 8.11. Из него видно, что в зоне освещенности поле имеет интерференционный характер, причем по мере укорочения волны первый максимум приближается к линии горизонта в соответствии с формулой (8.22). В области тени множитель ослабления быстро уменьшается и тем быстрее, чем короче длина волны.

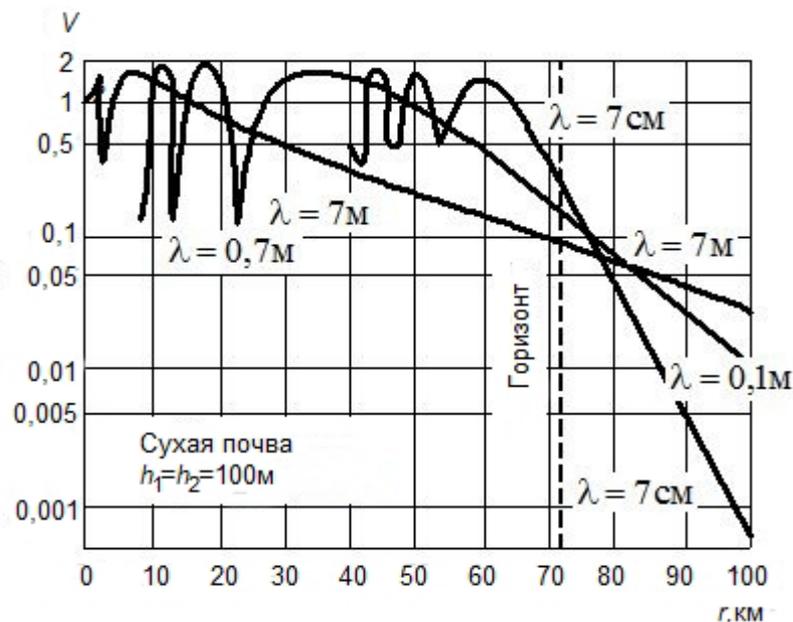


Рис.8.11. Зависимость множителя ослабления для поднятых антенн.

### Вопросы для самоконтроля

1. Поясните суть отражательной трактовки при определении напряженности поля поднятых антенн. Как определяются пределы её применимости?
2. Почему и как отличаются диаграммы направленности вертикального и горизонтального вибраторов, поднятых над идеально проводящей землей? Что происходит с ДН при уменьшении высоты подъёма антенн?

3. Какой вид имеет ДН в вертикальной плоскости у вертикального вибратора в условиях применимости формулы Введенского?
4. Как объясняется квадратичная зависимость напряженности от расстояния в формуле Введенского. Каковы условия применимости формулы?
5. Как определить участок поверхности Земли, существенный при отражении радиоволн при поднятых антеннах? Как определить, можно ли считать его гладким?
6. Как определить напряжённость поля в точке приема при поднятых антеннах, если условия применимости формулы Введенского не выполняются?
7. Поясните механизм распространения радиоволн в область тени. Как поле в зоне тени зависит от частоты? Объясните эту зависимость, используя понятие пространства, существенного для распространения радиоволн.
8. Какой характер имеет зависимость напряжённости поля от расстояния в зоне освещенности и зоне тени при поднятых антеннах? Объясните разный характер этих зависимостей.
9. Как зависит напряжённость поля по формуле Введенского от высоты приёмной антенны? Какова эта зависимость в действительности?

## **9. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН ПРИ НИЗКО РАСПОЛОЖЕННЫХ АНТЕННАХ.**

В диапазонах длинных, средних и отчасти коротких волн в качестве антенн используют различного типа вибраторы, расположенные непосредственно на поверхности Земли. Это объясняется, во-первых, большой длиной волны, при которой поднять антенну на несколько длин волн не представляется возможным. Во-вторых, как увидим ниже, такое расположение имеет свои определенные преимущества. В предыдущем разделе распространение радиоволн при поднятых антеннах рассматривалось на основе отражательной трактовки. При низко расположенных антеннах она в общем случае неприменима, хотя бы потому, что невозможно выделить по отдельности падающую и отраженную волны. В то время как для идеально проводящей Земли отражательная трактовка справедлива для любых высот расположения антенн. Поэтому, используя отражательную трактовку, вначале определим поле, создаваемое низко расположенным вибратором над идеально проводящей Землей. Затем рассмотрим особенности распространения радиоволн над реальной почвой в сравнении со случаем идеально проводящей Земли.

### **9.1. Формула идеальной радиопередачи**

Рассмотрим вопрос об оптимальной ориентации вибратора, относительно поверхности идеально проводящей Земли. Для этого рассмотрим два случая расположения симметричного вибратора над поверхностью Земли (рис. 9.1а и 9.1б). Согласно методу зеркальных изображений действие Земли можно учесть введением зеркального изображения реальных зарядов с противоположными знаками.

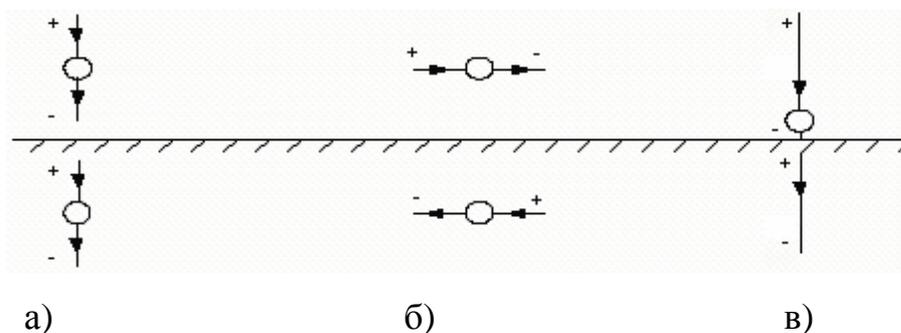


Рис. 9.1. Вибраторные антенны вблизи идеально проводящей Земли:  
 а) симметричный вертикальный вибратор, б) симметричный горизонтальный вибратор, в) несимметричный вертикальный вибратор.

Из рис. 9.1а следует, что для вертикального вибратора ток в зеркальном изображении имеет то же направление, что и в реальном вибраторе. Это приводит к увеличению поля в точке наблюдения в два раза, по сравнению с полем в отсутствие Земли при условии сохранения величины входного тока. В случае горизонтального вибратора (рис. 9.1б) ток в зеркальном изображении имеет противоположное направление по отношению к току в вибраторе. При этом поля в точке наблюдения на поверхности Земли взаимно компенсируются. В остальных точках пространства эта компенсация будет тем более полной, чем ниже располагается вибратор над Землей. Таким образом, в случае идеально проводящей Земли вибратор следует располагать вертикально. Для реальных почв это вывод остается также справедливым, поскольку свойства почв в диапазонах длинных, средних и коротких волн близки к свойствам проводника.

На практике в качестве вертикальных вибраторов обычно используются вертикальные несимметричные вибраторы (рис. 9.1.в), в которых роль второй половины вибратора играет зеркальное изображение в плоскости Земли. Определим, как изменится его поле по сравнению с полем симметричного вибратора в свободном пространстве при сохранении излучаемых ими мощностей. В присутствии Земли вектор Пойнтинга в точке наблюдения увеличится в два раза по сравнению со свободным пространством, поскольку поле в идеальный проводник не проникает и поэтому поверхность сферы, по которой распределяется излученная мощность, уменьшится в два раза, до

верхней полусферы. Напряжённость поля при этом увеличится в  $\sqrt{2}$  раз и в направлении поверхности Земли будет принимать значение

$$E = \frac{\sqrt{120PD}}{r}. \quad (9.1)$$

Эта формула аналог формулы идеальной радиопередачи с учётом идеальной плоской поверхности Земли. Этим подчеркивается двоякая идеализация: во-первых, не принимается во внимание кривизна Земли, во-вторых, её поверхности приписываются свойства идеального проводника. Отметим, что зависимость  $E(r) \sim 1/r$  осталась такой же, как и в свободном пространстве. Это вполне естественно, так как идеальные проводники не поглощают энергию электромагнитных волн.

Если проводимость Земли имеет конечную проводимость, то волна будет проникать вглубь Земли и это приведет к следующему:

а) изменится структура поля в точках на поверхности Земли;

б) энергия волны будет поглощаться в Земле и это приведет к дополнительному ослаблению поля. Это ослабление учитывается введением в формулу идеальной радиопередачи (9.1) множителя ослабления  $W$ , зависящего от расстояния и электрических параметров почвы

$$E = \frac{\sqrt{120PD}}{r} \cdot W(r, \dot{\epsilon}_{r2}), \quad (9.2)$$

где  $\dot{\epsilon}_{r2}$  – относительная комплексная диэлектрическая проницаемость почвы.

Рассмотрим далее пункты а) и б) по отдельности. В качестве передающей антенны будем предполагать для определённости несимметричный вибратор (рис. 9.1в), хотя все выводы будут справедливы для любых низко расположенных антенн с вертикальной поляризацией поля излучения.

## 9.2. Структура поля над поглощающей поверхностью Земли

Определение структуры поля означает нахождение соотношений между составляющими векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в какой-либо точке. Предположим, что

точка наблюдения находится на поверхности Земли на достаточном удалении от передающей антенны (в её дальней зоне). Изменения, происходящие в структуре поля при замене идеально проводящей Земли на поглощающую, показаны на рис. 9.2. Передающая антенна расположена слева (на рисунке не показана) и распространение волны происходит слева направо.

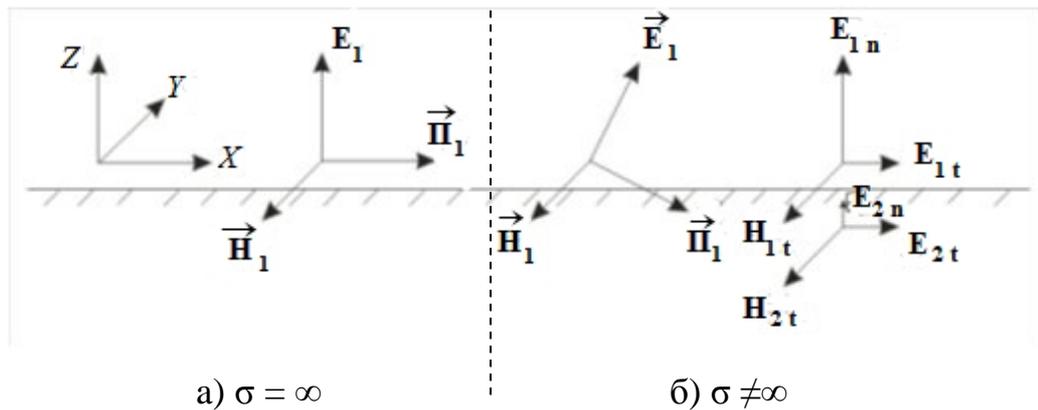


Рис. 9.2 Структура поля над идеально проводящей (а) и поглощающей (б) Землёй.

Над идеально проводящей Землёй вектор Пойнтинга  $\vec{\Pi}$  направлен вдоль поверхности Земли, вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен, а вектор  $\vec{H}$  параллелен поверхности Земли, так что выполняются граничные условия для идеальных проводников ( $E_t = H_n = 0$ ), где индекс  $t$  означает тангенциальную (касательную) к поверхности составляющую какого-либо вектора, а индекс  $n$  – нормальную составляющую.

Над реальной поверхностью Земли с конечной проводимостью происходит наклон вектора Пойнтинга вглубь Земли, поскольку энергия из воздуха частично проникает в Землю и поглощается в ней. Так как векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  ортогональны вектору  $\vec{\Pi}$ , то происходит наклон вектора  $\vec{E}$  в направлении движения волны. Таким образом, на поверхности появляется составляющая  $E_{1t}$ . Задача о структуре поля в основном сводится к определению этой составляющей.

Существует метод решения задачи, основанный на использовании приближенных граничных условий Леонтовича [15, 18]. Условия Леонтовича

применимы, когда модуль комплексной относительной диэлектрической проницаемости второй среды – Земли много больше относительной проницаемости первой среды – воздуха:

$$|\dot{\epsilon}_{r2}| = \sqrt{\epsilon_{r2}^2 + (60\lambda\sigma)^2} \gg \epsilon_{r1} = 1, \quad (9.3)$$

где  $\epsilon_{r2}$  и  $\sigma$  – относительная диэлектрическая проницаемость и удельная проводимость почвы,  $\epsilon_{r1}$  – относительная диэлектрическая проницаемость воздуха, которую можно считать равной единице.

Для реальных почв условие (9.3), как правило, выполняется и поэтому не носит ограничительного характера.

Приближенные граничные условия Леонтовича могут быть представлены в виде

$$\frac{E_{1t}}{H_{1t}} \approx \dot{Z}_2, \quad (9.4)$$

где  $E_{1t}$  и  $H_{1t}$  – тангенциальные составляющие напряженности полей  $\vec{E}_1$  и  $\vec{H}_1$  в воздухе на границе с почвой,  $\dot{Z}_2 = \frac{120\pi}{\sqrt{\dot{\epsilon}_{r2}}}$  – характеристическое сопротивление почвы. Характеристическое сопротивление первой среды – воздуха принимается равным  $120\pi$ , Ом. Особенностью граничных условий Леонтовича является то, что они связывают между собой тангенциальные составляющие полей в воздухе через параметры земной поверхности.

В выбранной на рис. 9.2 системе координат приближенные граничные условия Леонтовича имеют вид:

$$H_{1y} \approx - \frac{E_{1x}}{120\pi} \sqrt{\dot{\epsilon}_{r2}}. \quad (9.5)$$

Если бы Земля была идеально проводящей, то соотношение между  $E_{1z}$  и  $H_{1y}$  определялось бы характеристическим сопротивлением воздуха.

$$\frac{E_{1z}}{H_{1y}} = Z_1 = 120\pi. \quad (9.6)$$

Для реальных почв (9.5) выполняется приближённо, поскольку наклон вектора Пойнтинга на реальных почвах составляет всего несколько градусов. Исключая  $H_{1y}$  из (9.5) и (9.6), получим соотношение между  $E_{1z}$  и  $E_{1x}$

$$E_{1x} \approx \frac{E_{1z}}{\sqrt{\dot{\epsilon}_r}} . \quad (9.7)$$

Приближённый характер этого соотношения объясняется приближённым характером соотношений (9.5) и (9.6) для реальных почв.

Точные граничные условия позволяют выразить компоненты полей в почве через их компоненты в воздухе:

$$E_{2x} = E_{1x}, \quad \dot{\epsilon}_{r2} \cdot E_{2z} = E_{1z}, \quad H_{1y} = H_{2y} . \quad (9.8)$$

В отличие от предыдущих соотношений эти равенства являются точными. Из формул (9.7) и (9.8) можно получить соотношение между компонентами электрического поля в почве

$$E_{2z} \approx \frac{E_{2x}}{\sqrt{\dot{\epsilon}_{r2}}} . \quad (9.9)$$

Таким образом, поперечные (нормальные) и продольные (тангенциальные) компоненты вектора  $\mathbf{E}$  в воздухе и почве связаны между собой похожими соотношениями (9.7) и (9.9). Однако, если в воздухе преобладает поперечная составляющая  $E_{1z}$ , то в земле – продольная  $E_{2x}$ .

Из формул (9.7) и (9.9) также следует, что между составляющими электрического поля в воздухе и в почве имеется сдвиг фаз, поскольку корень из её комплексной диэлектрической проницаемости является также комплексной величиной. Это приводит к тому, что поля  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  являются эллиптически поляризованными (рис. 9.3).

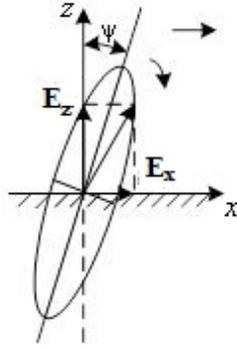


Рис. 9.3. Эллипс поляризации волны, распространяющейся над полупроводящей поверхностью.

Для реальных почв эллипс, как правило, сильно вытянут. Поэтому можно приближенно считать поляризацию волны линейной и говорить о явлении *наклона фронта волны*. Угол наклона определяется соотношением [12]:

$$\operatorname{tg}\psi = 1/\sqrt{|\dot{\epsilon}_{r2}|}. \quad (9.10)$$

Проведённый анализ структуры полей позволяет сделать вывод о том, что в воздухе предпочтительнее использовать в качестве антенн вертикальные вибраторы, а на границе раздела – горизонтальные. В то же время, появление горизонтальной составляющей электрического поля над реальными почвами оправдывает применение в диапазоне ВЧ антенн в виде горизонтальных проводов. По сравнению с вертикальным проводом, горизонтальный провод принимает составляющую поля  $E_{1x}$ , которая меньше вертикальной  $E_{1z}$ . Однако антенна в виде горизонтального провода обладает направленностью в горизонтальной плоскости и проще в изготовлении. Если в качестве приемной антенны используется магнитная антенна, например рамочная или ферритовая, то она может располагаться либо в воздухе, либо в почве, но вблизи поверхности, поскольку поля в почве быстро затухают при удалении от границы раздела.

### 9.3. Расчёт вертикальной составляющей напряжённости электрического поля. Формула Шулейкина–Ван-дер-Поля

Обратимся теперь к определению множителя ослабления  $W$  в формуле (9.2). Решение этой задачи, как и предыдущей, представляет сложную электродинамическую проблему. Впервые в 1909 году эту задачу решил А. Зоммерфельд, используя уравнения Максвелла для воздуха и почвы и строгие граничные условия на границе. Однако его решение содержало ошибку, позднее исправленную В.А. Фоком, и было представлено в интегральном виде, неудобным для практического применения. Позднее этой проблемой занимались М.В. Шулейкин, Ван-дер-Поль, Е.Л. Фейнберг и многие другие. Решение, пригодное для практического использования было получено в 1923 – 25 годах М.В. Шулейкиным и Ван-дер Полем и представляется оно в виде графика (рис. 9.4) или следующей приближённой формулой

$$|W| = \frac{2 + 0,3\rho}{2 + \rho + 0,6\rho^2}, \quad (9.11)$$

где безразмерный параметр  $\rho$  называется *численным расстоянием* и он равен

$$\rho = \frac{\pi r}{\lambda |\tilde{\epsilon}_{r2}|} = \frac{\pi r}{\lambda \sqrt{\epsilon_{r2}^2 + (60\sigma\lambda)^2}}. \quad (9.12)$$

Формула для расчета напряженности поля (9.2), вместе с формулой для множителя ослабления (9.11) называют формулой Шулейкина – Ван-дер-Поля. Из графика на рис. 9.4 и формулы (9.11) видно, что при малых значениях  $\rho$  множитель  $|W|$  слабо зависит от  $\rho$ , т.е. мало меняется с изменением расстояния, длины волны, электрических свойств почвы и близок к единице. Следовательно, при этих условиях почва не вносит дополнительного ослабления и волна распространяется как над идеально проводящей поверхностью. Реально этому случаю соответствуют небольшие значения  $r/\lambda$  и большие значения диэлектрической проницаемости (например, для воды) или проводимости (морская вода).

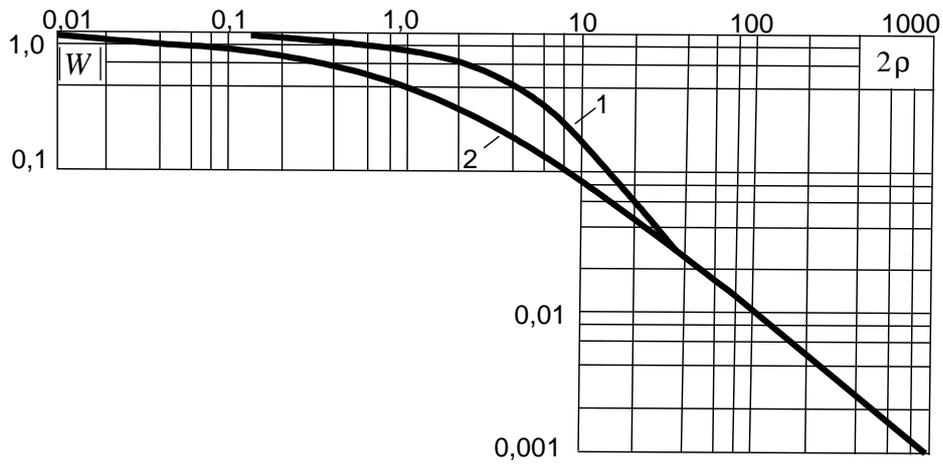


Рис. 9.4. Зависимость множителя ослабления от численного расстояния:  
 $1 - 60 \gamma \lambda > \varepsilon$  ;  $2 - 60 \gamma \lambda < \varepsilon$  .

Большие значения  $\rho$  соответствуют большим расстояниям, небольшим длинам волн, сухим почвам. При  $\rho > 20$  справедливо приближение

$$|W| = \frac{1}{2\rho} \quad (9.13)$$

и тогда напряжённость поля убывает согласно формуле (9.2) как  $1/r^2$ .

Заметим, что затухание в воздухе, определяемое по формуле Шулейкина–Ван-дер-Поля, всегда меньше, чем, если бы волна распространялась только в почве. В последнем случае коэффициент ослабления имеет экспоненциальную зависимость от расстояния и определяется по формулам, известным из курса электродинамики [15, 17]. Представленное выше решение задачи о распространении волн над поглощающей почвой является максимально упрощенным, но удовлетворяющим потребностям практики. Более строгое решение задачи можно найти в [12, 14].

Сделаем несколько качественных выводов о механизме распространения радиоволн в рассмотренном случае. Ранее было установлено, что область, существенная для распространения радиоволн, имеет форму эллипса с фокусами в местах расположения антенн. При расположении антенн близко к поверхности Земли, часть энергии просачивается в почву и, по мере удаления

от излучателя убывает за счёт потерь в почве. Вследствие этого повышается роль концевых участков трассы, примыкающих к антеннам.

Физическую картину роли концевых участков трассы можно объяснить следующим образом [14]. Предположим, что Земля является идеальным проводником. На её поверхности расположен вертикальный диполь в точке  $O$ . Определим поле на поверхности Земли в точке  $A$  (рис. 9.5). Пусть между точками  $O$  и  $A$  расположена плоскость  $S_0$ , перпендикулярная поверхности Земли и трассе распространения радиоволн. Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, напряженность поля в точке  $A$  формируется в результате суммирования полей вторичных источников, расположенных на плоскости  $S_0$ .

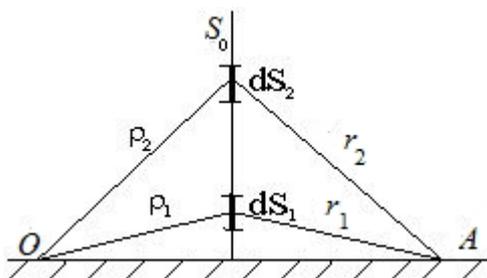


Рис. 9.5. К объяснению влияния концевых участков трассы.

Сравним вклад в поле, создаваемый вторичными источниками с элементарных площадок  $dS_1$  и  $dS_2$ . Вклад площадок в создание поля в точке  $A$  определяется суммарным расстоянием  $(\rho + r)$ . Очевидно, что чем больше это расстояние, тем меньше вклад в поле в точке  $A$ . Таким образом, вклад выше расположенной площадки меньше, по сравнению с вкладом ниже расположенной.

Пусть, теперь, Земля не является идеальным проводником. Тогда роль элементарных площадок изменится. Поле в точке  $A$  определяется, теперь, не только расстоянием  $(\rho + r)$ , но и ослабляющим действием Земли. В результате утечки электромагнитной энергии в почву поле над реальной Землёй оказывается ослабленным (по сравнению с полем над идеальной Землёй). Чем ближе к границе раздела площадка, тем сильнее сказывается ослабляющее действие Земли. Следовательно, в случае реальной Земли более существен-

ный вклад в поле в точке  $A$  вносят вторичные источники на высоко расположенных элементарных площадках. Другими словами, вклад площадки  $dS_2$  больше вклада площадки  $dS_1$  (рис. 9.5). При этом очевидно, что параметры трассы не влияют существенно на величину поля в точке приёма  $A$ . Исключение составляют участки поверхности вблизи антенн, поскольку они определяют общее ослабление волны.

Таким образом, концевые участки трассы играют наиболее существенную роль в распространении земных радиоволн при низко расположенных антеннах. Следовательно, для обеспечения уверенной радиосвязи при низко расположенных антеннах важным является выбор места расположения передающей и приёмной антенн, а также применение искусственной металлизации под антеннами.

Как уже отмечалось, функция ослабления является комплексной величиной. Представим её в виде

$$\dot{W}(r) = |W(r)| \cdot e^{j\psi(r)}. \quad (9.14)$$

Модуль определяет ослабление амплитуды поля. Выясним, что определяет фаза  $\psi(r)$  функции ослабления. Согласно (9.2) запишем выражение для напряжённости поля волны с полным фазовым множителем

$$\dot{E}(r, t) = \frac{\sqrt{120PD}}{r} |W(r)| \cdot e^{j(\omega t - kr + \psi(r))}. \quad (9.15)$$

Определим фазовую скорость волны, приравняв нулю полный дифференциал фазы [14,17]:

$$\omega \cdot dt - k \cdot dr + \frac{d\psi}{dr} \cdot dr = 0.$$

В результате получим

$$V_{\phi} = \frac{dr}{dt} = \frac{\omega}{k - \frac{d\psi}{dr}}. \quad (9.16)$$

Как следует из формулы (9.16) фазовая скорость волны определяется изменением фазы  $\psi$  с расстоянием. Анализ функции ослабления (9.11) пока-

зывает, что фаза  $\psi$  изменяется в начале трассы, а затем остается практически постоянной [3]. Это означает, что фазовая скорость волны вблизи передающей антенны постепенно увеличивается и на некотором расстоянии от неё приближается к скорости света. Обратный процесс – замедление скорости волны происходит вблизи приёмной антенны. Волна как бы разгоняется вблизи передающей и замедляется вблизи приёмной антенны, что подтверждает рассмотренный выше механизм распространения. Основную часть трассы волна проходит со скоростью света независимо от характера почвы, над которой распространяется. Этот вывод имеет решающее значение в таких применениях, как радионавигация и радиопеленгация.

#### 9.4. Распространение радиоволн при низко расположенных антеннах над неоднородной трассой

Реальная поверхность Земли в редких случаях является однородной. Чаще всего она представляет собой электрически неоднородную поверхность сложной формы. Рассмотрим плоский участок земной поверхности с двумя почвами, отличающимися друг от друга диэлектрической проницаемостью и проводимостью (рис. 9.6).

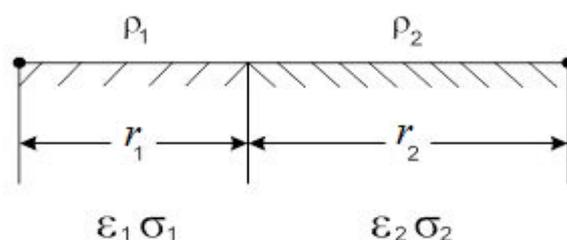


Рис. 9.6. Неоднородная радиотрасса.

Определим множитель ослабления в точке приёма. Длительное время для вычисления множителя ослабления над неоднородной почвой пользовались приближенными методами [14]. Эти методы основывались на том, что поглощение радиоволн при их распространении над каким либо участком пропорционально длине участка с данной почвой и не зависит от положения этого участка на трассе. Такой подход приводил к ошибкам в определении

напряженности поля в точке приёма, обусловленный тем, что в действительности радиоволны больше всего поглощаются концевыми участками трассы, прилегающими к антеннам. Оценка множителя ослабления для неоднородной трассы была проведена в работах Е.Л. Фейнберга. Он полагал, что модуль комплексной диэлектрической проницаемости каждой из почв много больше единицы и тогда применимы граничные условия Леонтовича. Для случая, когда электрические параметры почвы резко изменяются (например, суша-море), Фейнберг Е.Л. получил формулу для расчета множителя ослабления [12, 14]:

$$|W| = \frac{1}{2 \sqrt{\frac{\rho_1}{r_1} \frac{\rho_2}{r_2}} (r_1 + r_2)}. \quad (9.17)$$

Выражение (9.17) позволяет выявить своеобразный эффект, который заключается в следующем: при распространении радиоволн над однородной почвой множитель ослабления всегда убывает с увеличением расстояния, над неоднородной почвой возможны отступления от этого правила.

Например, пусть участок, примыкающий к передающей антенне, обладает меньшей проводимостью, чем участок, примыкающий к приёмной антенне ( $|\tilde{\epsilon}_1| < |\tilde{\epsilon}_2|$ ), а длины участков примерно одинаковы ( $r_1 \approx r_2$ ). В этом случае численное расстояние  $\rho_1$  будет больше численного расстояния  $\rho_2$ . Если при этом численные расстояния велики, то

$$\left| \frac{1}{\rho_1} \right| < \left| \frac{1}{\sqrt{\rho_1 \rho_2}} \right| < \left| \frac{1}{\rho_2} \right|. \quad (9.18)$$

При больших  $\rho_1$ , множитель ослабления на первом участке определяется формулой (9.13), а на втором участке формулой (9.11). В связи с этим, при переходе на второй участок должен иметь место скачок напряжённости поля, поскольку множитель ослабления  $|W_1|$  оказывается значительно больше мно-

жителя ослабления  $|W_2|$ . Типичный пример такого скачка напряженности поля наблюдается при переходе трассы с суши (плохо проводящая среда, вызывает сильное поглощение) на море (хорошо проводящая среда). Результаты экспериментальных измерений амплитуды поля подтверждают скачок при переходе через береговую линию (рис. 9.7).

Для трассы состоящей из трех электрически неоднородных участков, при больших численных расстояниях  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$ , множитель ослабления определяется формулой, также полученной Е.Л. Фейнбергом [14] :

$$|W| = \frac{1}{2\sqrt{\frac{\rho_1 \rho_3}{r_1 r_3} (r_1 + r_2 + r_3)}}. \quad (9.19)$$

Из формулы (9.19) следует, что поле в точке приёма не зависит от среднего участка трассы, а определяется только свойствами концевых участков.

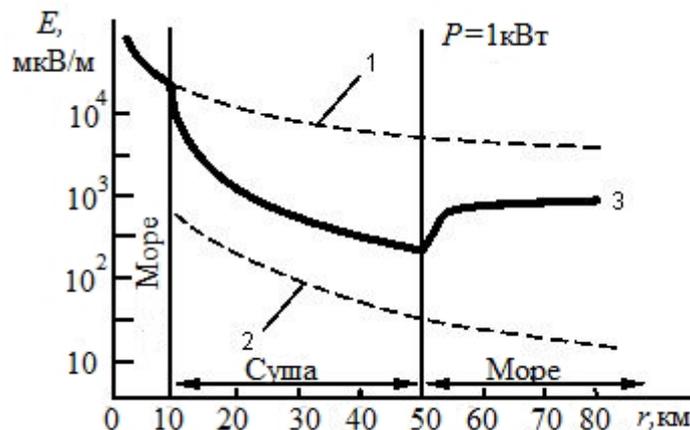


Рис. 9.7. Изменение напряженности поля на стыке двух разнородных трасс: 1 – однородная морская трасса, 2 – однородная сухопутная трасса, 3 – трасса суша – море.

При распространении радиоволн над неоднородной трассой кроме скачкообразного изменения амплитуды волны может происходить и изменение направления движения волны. Это явление получило название *береговая рефракция*, поскольку наиболее ярко выражено на границе суша – море. Для его объяснения обратимся к рис. 9.8.

Пусть передающая антенна находится на море (точка  $O$ ) на значительном удалении от берега. Приёмная антенна расположена на суше в точке  $A$  вблизи от береговой линии. Над морем волна распространяется со скоростью света. Пунктирная линия  $b-b$  изображает фазовый фронт волны, подходящей к береговой линии. Участки фронта волны, оказавшиеся над сушей замедляются, в то время как над морем скорость остается прежней. В результате после перехода через береговую линию наклон фазового фронта изменяется

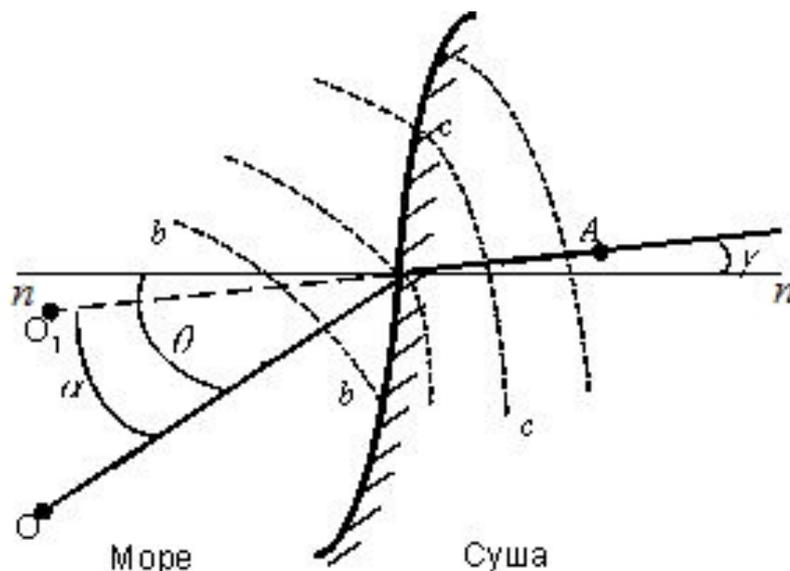


Рис. 9.8. К теории береговой рефракции.

(дуга  $c-c$ ). Фактически произошло преломление фазового фронта волны, причем угол преломления  $\gamma$  стал меньше угла падения  $\theta$ . Если в точке  $A$  расположен пеленгатор, определяющий угловое положение передатчика, то он определит его не в направлении точки  $O$ , а в направлении угла  $\gamma$  к линии нормали  $n-n$ , т.е. в направлении точки  $O_1$ . Угол  $\alpha = \theta - \gamma$  называется углом береговой рефракции и определяет ошибку пеленга. Если суша близка по свойствам к диэлектрику, то этот угол определяется выражением [14]

$$\alpha = \frac{\operatorname{tg} \theta}{2\sqrt{\pi k \epsilon_r x_2}}, \quad (9.20)$$

где  $k = \omega/c$  – волновое число в свободном пространстве,  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость почвы,  $x_2$  – протяжённость сухопутного участка трассы. Из формулы (9.20) следует, что угол рефракции уменьшается

с уменьшением угла падения  $\theta$  и увеличением расстояния  $x_2$ . Последнее можно объяснить тем, что в приёмную антенну, расположенную далеко от берега, попадает энергия из верхней области распространения волны, на которую переход суша – море оказывает слабое влияние. В связи с этим, для уменьшения ошибки пеленга рекомендуется станции располагать дальше от береговой линии. Более подробное изложение теории береговой рефракции можно найти в [14].

### Вопросы для самоконтроля

1. Почему в диапазонах средних и длинных волн в качестве передающей антенн используют вертикальные несимметричные вибраторы? Какова при этом роль Земли?
2. Сформулируйте приближенные граничные условия Леонтовича. При каких условиях они применимы?
3. Как зависит структура поля над земной поверхностью от свойств почвы?
4. От чего зависит соотношение амплитуд вертикальной и горизонтальной составляющих напряженности электрического поля в волне, распространяющейся вдоль поверхности Земли?
5. Как объясняется сложный характер зависимости напряженности поля от расстояния в формуле Шулейкина-Ван дер Поля? В каких случаях ей можно пользоваться?
6. Концевые участки трассы и их влияние на уровень сигнала в точке приёма.
7. Трасса между передающей и приемной антеннами частично проходит над озером, расположенным посередине трассы. Изобразите зависимость напряженности поля вдоль трассы.
8. Поясните суть явления береговой рефракции. Почему ошибка пеленга цели, вызванная береговой рефракцией, зависит от расстояний передающей и приёмной антенн до береговой линии?

## **10. ТРОПОСФЕРА И ЕЁ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН**

Для определения влияния метеорологических условий на характер распространения радиоволн необходимо установить связь между электрическими (проводимость, диэлектрическая проницаемость) и метеорологическими (температура, влажность, давление) параметрами тропосферы.

В реальных условиях значения метеопараметров могут значительно отличаться от принятых для нормальной тропосферы. В любом случае тропосфера является неоднородной средой, поскольку её показатель преломления изменяется с высотой, а иногда и в горизонтальном направлении. Изменение показателя преломления с высотой приводит к искривлению траектории волны – рефракции. В диапазоне СВЧ начинает сказываться поглощение радиоволн в молекулах газов и рассеяние на гидрометеорах: дожде, тумане, снеге. Кроме того, в тропосфере всегда существуют мелкие неоднородности показателя преломления, которые приводят к рассеянию радиоволн. Исследование совместного действия всех этих эффектов затруднительно, поэтому каждый эффект рассмотрим в отдельности.

### **10.1. Рефракция радиоволн**

В предыдущих разделах рассмотрено распространение радиоволн в однородной среде – вакууме, хотя и при наличии различных препятствий. Тропосфера, как и ионосфера, являются принципиально неоднородными средами, поскольку их электрические параметры зависят от координат. Строгое решение задачи о распространении радиоволн в таких средах является достаточно сложным. Однако если учесть, что реальное изменение показателя преломления в тропосфере очень медленное, то решение можно упростить, применив метод геометрической оптики. В нем распространение волны заменяется распространением лучей. Это можно обосновать тем, что при укорочении длины волны уменьшаются поперечные размеры области, существенной для распространения радиоволн, т.е. нескольких первых зон Френеля.

ля. В пределе для оптических волн эта область превращается в линию (луч). При этом сферические участки волновых поверхностей в пределах существенной области становятся все более плоскими. Это позволяет пользоваться законами отражения и преломления для плоских волн – законами Снеллиуса и формулами Френеля для коэффициентов отражения и преломления. Плавное изменение показателя преломления позволяет также пренебречь отражением при переходе волны из одного слоя в другой и учитывать только искривление траектории, т.е. рефракцию. Более строгое обоснование применимости метода геометрической оптики можно найти в [14].

Условие применимости геометрической оптики – малые изменения показателя преломления  $n$  на расстояниях порядка длины волны, можно определить как

$$\left| \frac{dn}{dl} \right| \ll \frac{n^2}{\lambda}, \quad (10.1)$$

где  $\lambda$  – длина волны в вакууме.

Это условие выполняется в тропосфере для большинства диапазонов радиоволн.

Траектория волн в сферически слоистой тропосфере

Разобьем мысленно тропосферу на тонкие сферические слои, в пределах каждого из которых коэффициент преломления будем считать неизменным (рис. 10.1). Пусть из точки  $A$  излучается волна, падающая под углом  $\theta_0$  на границу раздела в точке  $B$ . При переходе во второй слой происходит преломление волны, причём, если коэффициент преломления убывает с высотой, угол преломления  $\psi_1$  оказывается больше угла падения  $\theta_0$ . На границе раздела второго, третьего и всех последующих слоёв также происходит преломление радиоволны. В результате этого радиоволна движется по траектории, имеющей вид ломаной линии  $ABCD$ . Если толщину слоёв уменьшить и перейти к плавному изменению коэффициента преломления, то ломанная  $ABCD$  в пределе будет стремиться к некоторой кривой. Таким образом, при

прохождении волны в неоднородной среде ее траектория искривляется, т.е. происходит рефракция.

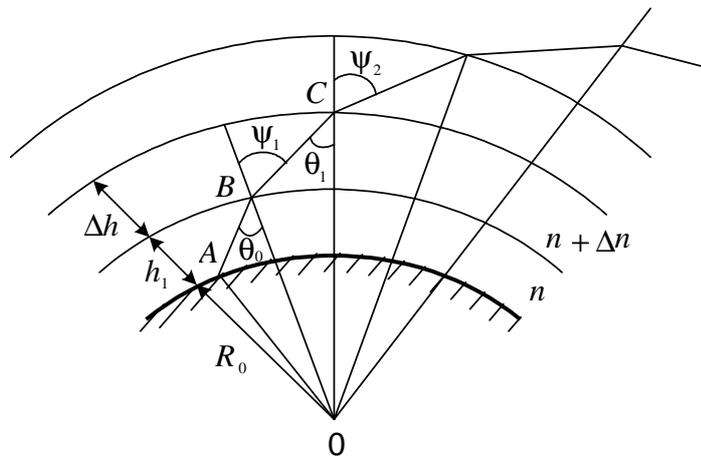


Рис. 10.1. Рефракция волн в сферически слоистой тропосфере.

Для радиуса кривизны  $\rho$  траектории волны в плоскостройной тропосфере известно выражение [12, 16]:

$$\rho = \frac{10^6}{-\frac{dN}{dh} \sin \theta} \quad (10.2)$$

Поскольку радиус кривизны определяется для небольшого отрезка траектории волны, на котором сферичность Земли не сказывается, то это выражение справедливо и для сферически слоистой тропосферы.

Для нормальной тропосферы радиус кривизны траектории волны согласно (10.2) составляет  $\rho \approx 4R_0 \approx 25000$  км, где  $R_0$  – радиус Земли. Если скорость убывания индекса преломления составит  $157 \text{ км}^{-1}$ , то радиус кривизны луча станет равным радиусу Земли.

#### Эквивалентный радиус Земли

Изложенные в разделах 8 и 9 методы расчета напряжённости поля земных радиоволн не учитывали влияния тропосферы и предполагали прямолинейное распространение волн. Для учёта влияния тропосферной рефракции оказалось удобным заменить распространение волны по криволинейной траектории (рис. 10.2а) на распространение по прямолинейной траектории

(рис.10.2б), но над Землёй с другим радиусом, называемым эквивалентным. При этом высота траекторий в обоих случаях будет одинаковой. Понятием *эквивалентного радиуса Земли* можно пользоваться в том случае, когда коэффициент преломления  $n$  меняется с высотой по линейному закону, т.е.  $dn/dh = const$ . Таким образом, тропосферу можно рассматривать как однородную среду с неизменным по высоте значением  $n$ , если вместо реального радиуса Земли ввести эквивалентный радиус  $R_{\text{Э}}$ , определяемый соотношением

$$R_{\text{Э}} = \frac{R_0}{1 + R_0 \cdot \frac{dN}{dh} \cdot 10^{-6}}. \quad (10.3)$$

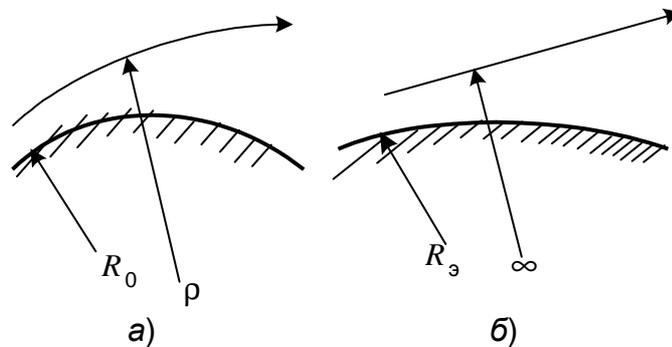


Рис. 10.2. Пояснение к понятию эквивалентного радиуса Земли.

Эквивалентный радиус Земли  $R_{\text{Э}}$  можно выразить через радиус кривизны луча  $\rho$  как

$$R_{\text{Э}} = \frac{R_0}{1 - \frac{R_0}{\rho}}. \quad (10.4)$$

Для нормальной тропосферы ( $\rho = 4R_0$ ) эквивалентный радиус Земли равен

$$R_{\text{Э}} \approx \frac{4}{3} R_0. \quad (10.5)$$

Для вычисления приведённых высот антенн и в дифракционных формулах при учёте влияния тропосферы на распространение земных радиоволн обычно ограничиваются случаем нормальной тропосферы и заменяют реальный радиус Земли на эквивалентный (10.5).

## Виды тропосферной рефракции

Как следует из (10.2), радиус кривизны луча  $\rho$  и рефракция радиоволн в тропосфере определяются градиентом показателя преломления по высоте. В зависимости от знака изменения индекса преломления с высотой  $dN/dh$ , тропосферную рефракцию разделяют на положительную и отрицательную (рис. 10.3).

При  $dN/dh > 0$  индекс преломления возрастает с высотой, и траектория волны обращена выпуклостью вниз ( $\rho < 0$ ). Такой вид рефракции называют отрицательной тропосферной рефракцией (рис. 10.3,а).

При  $dN/dh < 0$  индекс преломления убывает с высотой и траектория волны обращена выпуклостью вверх ( $\rho > 0$ ). Такой вид рефракции называют положительной тропосферной рефракцией. При положительной тропосферной рефракции различают три случая:

1) Нормальная тропосферная рефракция (рис. 10.3,б), когда

$$\frac{dN}{dh} = -40 \text{ км}^{-1}; \quad \rho = 4R_0, \quad R_y = \frac{4}{3}R_0.$$

Напряжённость поля в точке приёма больше, чем при отсутствии рефракции.

2) Критическая тропосферная рефракция, когда

$$\frac{dN}{dh} = -\frac{10^6}{R_0} = -157 \text{ км}^{-1}, \quad \rho = R_0, \quad R_y = \infty.$$

В этом случае радиус кривизны луча равен радиусу Земли и волна распространяется вдоль земной поверхности. Эквивалентная Земля становится плоской (рис.10.3,в).

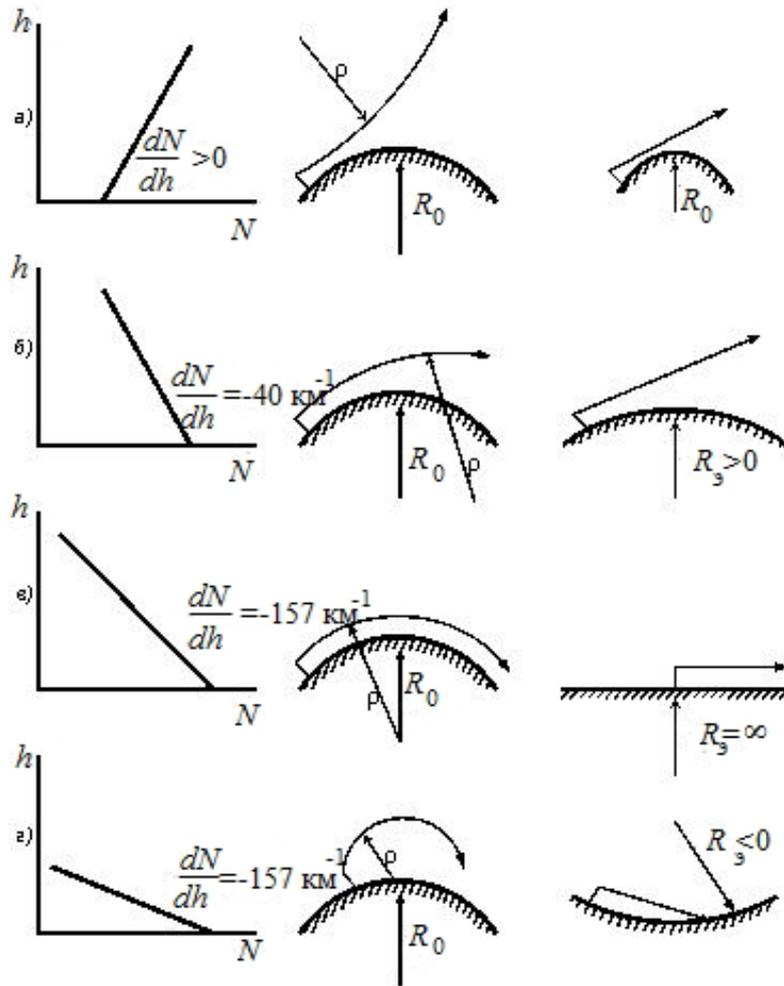


Рис. 10.3. Виды тропосферной рефракции.

В этом случае радиус кривизны луча равен радиусу Земли и волна распространяется вдоль земной поверхности. Эквивалентная Земля становится плоской (рис.10.3,в).

3) Сверхрефракция, когда

$$\kappa \frac{dN}{dh} < -157 \text{ м}^{-1}, \quad \rho < R_0, \quad R_3 < 0.$$

При сверхрефракции радиус кривизны меньше радиуса Земли, наступает полное внутреннее отражение волны от тропосферы и волна возвращается на Землю. Эквивалентный радиус Земли  $R_3$  оказывается отрицательным (рис. 10.3,г). После отражения от Земли волна снова уходит в тропосферу и может затем распространяться на большие расстояния путём последовательного отражения от тропосферы и от поверхности Земли.

Как известно, производная  $dN/dh$  определяется скоростью изменения температуры, давления и влажности с высотой, т.е. погодными условиями. Отрицательная рефракция встречается довольно редко. Как правило, имеет место положительная рефракция. Повышенная влажность, сырая погода, характерная для циклонов, приводит к уменьшению скорости убывания индекса преломления с высотой и уменьшению рефракции. Напротив, сухая, ясная погода приводит к усилению рефракции.

#### Распространение радиоволн в условиях сверхрефракции

Как уже отмечалось, режимом сверхрефракции может быть охвачена область тропосферы, в которой выполняется условие

$$\frac{dN}{dh} < -157 \text{ км}^{-1},$$

т.е. показатель преломления с высотой резко уменьшается. Такое убывание  $N$  с высотой наиболее часто связано с температурной инверсией, при которой температура воздуха не уменьшается, как обычно, а возрастает с высотой. В этих областях индекс преломления  $N$  резко убывает с высотой (рис. 10.4).

Температурная инверсия возникает по следующим причинам:

1) горизонтальный перенос воздушных масс, когда тёплый воздух суши оказывается над холодным воздухом, прилежащим к поверхности моря;

2) охлаждение поверхности Земли после захода солнца, когда в первую очередь охлаждаются приповерхностные слои воздуха; явление характерно для засушливых районов и пустынь;

3) температурная инверсия возникает в случае антициклонов за счёт выделения тепла при сжатии воздушных масс.

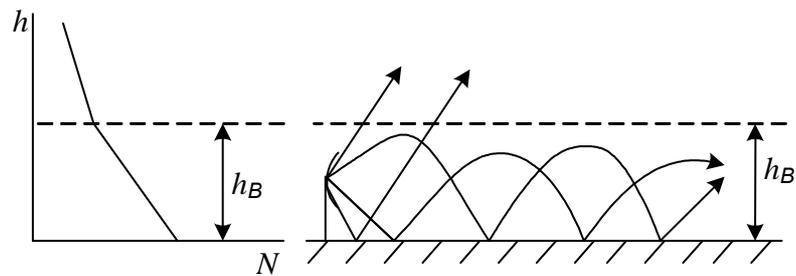


Рис. 10.4. Изменение показателя преломления тропосферы с высотой и распространение УКВ в условиях тропосферного волновода.

Когда область сверхрефракции занимает значительное расстояние над Земной поверхностью, радиоволны УКВ диапазона могут быть приняты на расстояниях от передатчика, много больших расстояния прямой видимости. Это явление аналогично распространению волн в волноводе. Поэтому инверсионный слой, в котором возникает такая передача энергии, называют *тропосферным волноводом*. Тропосферный волновод имеет критическую длину волны, связанную с высотой волновода соотношением

$$\lambda_{кр} = 8 \cdot 10^{-4} \cdot h_B^{3/2} , \quad (10.6)$$

где  $h_B$  – высота тропосферного волновода.

Волны длиннее  $\lambda_{кр}$  не захватываются волноводом и испытывают только дополнительное искривление на его границе. Эксперименты по измерению показателя преломления в тропосфере показывают, что высота тропосферных волноводов редко превышает 200м и, следовательно, в тропосферных волноводах возможно распространение, в основном, сантиметровых и дециметровых длин волн.

Значение сверхрефракции для дальней радиосвязи невелико, т.к. само явление температурной инверсии носит нерегулярный характер и не может обеспечить устойчивой связи на большие расстояния. Однако, появление тропосферного волновода может являться причиной помех при работе радиолокационных станций, которые не могут обнаружить объект, находящийся выше тропосферного волновода.

## 10.2. Распространение радиоволн за счёт рассеяния на неоднородностях тропосферы

Дальнее распространения радиоволн (ДТР) диапазона УКВ имеет место и при отсутствии сверхрефракции. Основной причиной заметных уровней напряжённости электрического поля за пределами горизонта, превышающих величину напряжённости дифракционного поля, является рассеяние радиоволн неоднородностями тропосферы. Эти неоднородности непрерывно возникают в тропосфере из-за постоянно существующего турбулентного (вихревого) движения воздуха. Величина неоднородностей, как правило, очень мала. Изменение индекса преломления  $\Delta N$  для нормальной тропосферы составляет всего несколько единиц при значении индекса преломления  $N = 325$ . Схематически линия связи за счёт рассеяния на неоднородностях тропосферы изображена на рис. 10.5.

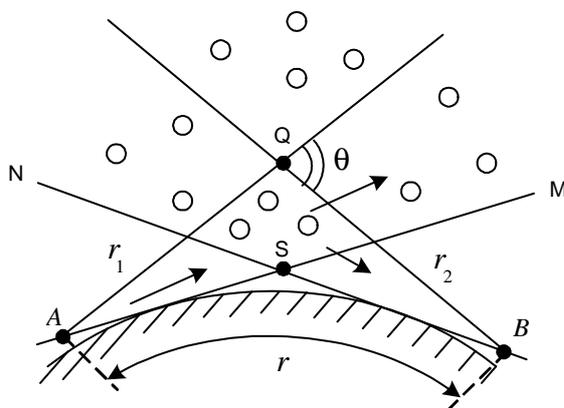


Рис. 10.5. Линия связи за счёт рассеяния на неоднородностях тропосферы.

Существуют теории, учитывающие различные частные явления при рассеянии радиоволн на неоднородностях тропосферы, однако их применение на практике затруднительно [12,14,15]. Поэтому при расчётах поля при ДТР используются, в основном, экспериментальные данные. На рис. 10.6 приведен пример записи зависимости напряжённости электрического поля в точке приёма в зависимости от времени  $t$ .

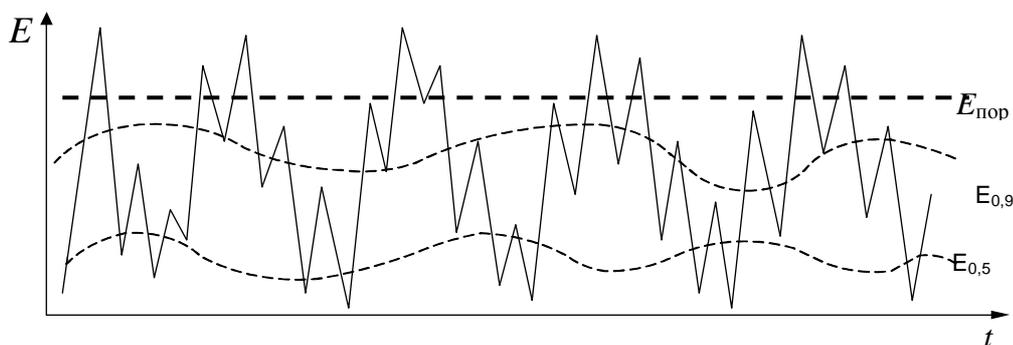


Рис. 10.6. Запись напряжённости поля сигнала на реальной трассе.

Из рисунка видно, что напряжённость поля испытывает случайные изменения своего уровня, которые называются *замираниями*. По своему характеру и длительности замирания можно разделить на два типа: быстрые и медленные. Длительность быстрых замираний составляет от долей секунд до нескольких минут. Медленные замирания имеют длительность от часов до суток и более. Установлено, что причиной быстрых замираний является интерференция в точке приема большого количества волн, рассеиваемых отдельными частями неоднородности. При этом амплитуды этих волн можно считать постоянными, а фазы изменяющимися случайным образом в пределах от  $0$  до  $2\pi$ , обусловленных турбулентным движением воздуха в рассеивающем объёме. Медленные замирания связаны с изменением метеоусловий на трассе распространения, например, выпадением осадков, изменением давления, температуры и т.п.

Пунктирными линиями на рис. 10.6 обозначены уровни напряженности поля, которые превышаются сигналом в течение определённого времени наблюдения. Так, уровень  $E_{0,5}$  превышает в течение 50% времени наблюдения. Такой уровень называется медианным. Уровень  $E_{0,9}$  превышает в течение 90% времени наблюдения. На рис. 10.6 нанесена также линия постоянного уровня  $E_{\text{пор}}$ , которая соответствует пороговой чувствительности приёмного устройства, включающего и приёмную антенну.

Очевидно, что величина напряжённости поля в точке приёма зависит от параметров передающего устройства и параметров трассы, а  $E_{\text{пор}}$  опреде-

ляется только параметрами приёмного устройства. При изменении мощности передатчика кривая  $E(t)$  смещается относительно уровня  $E_{\text{пор}}$ . Если мощность передатчика будет такой, что  $E_{\text{пор}} = E_{0,5}$ , то связь будет осуществляться только в течение 50% времени связи и надёжность такой связи составит 50%. Для увеличения надёжности связи до 90%, необходимо увеличить мощность передатчика так, чтобы против уровня  $E_{\text{пор}}$  пришелся уровень  $E_{0,9}$ . Таким образом, чтобы определить мощность передатчика, обеспечивающего требуемую надёжность связи, необходимо знать функцию распределения напряжённости поля и величину мощности передатчика при вероятности связи 50%.

Увеличение мощности передатчика является не единственным и далеко не оптимальным способом повышения надёжности связи. Для борьбы с быстрыми замираниями и получения более устойчивого сигнала используют также приём на две или четыре антенны, которые разносят в направлении, перпендикулярном трассе, на расстояние не менее нескольких длин волн, называемым *пространственным разнесением*. Принятые отдельными антеннами сигналы затем складываются. Очевидно, чем больше расстояние между антеннами, тем больше некоррелированность замираний. Аналогичный эффект даёт использование для передачи сообщений нескольких частот, которое называется *частотным разнесением*, или передача сообщения на одной частоте, но со сдвигом по времени (*временное разнесение*).

Радиолинии тропосферного рассеяния используют, в основном, там, где нельзя установить ретрансляторы радиорелейных линий – над водоёмами, в труднопроходимой местности или малонаселенных районах. Протяжённость таких радиолиний составляет 300 – 600 км. Их основной недостаток – большие потери энергии при распространении радиоволн. Это предъявляет повышенные требования к аппаратуре, в частности, требуется применение передатчиков большой мощности (10 – 100 кВт) и антенн с большим КНД. При этом для антенн с КНД больше 40 дБ наблюдается *эффект потери усиления антенн*. Он проявляется в том, что увеличение КНД антенн не

приводит к увеличению мощности в нагрузке приёмной антенны. Это объясняется тем, что при увеличении КНД происходит сужение диаграмм направленности и, как следствие, уменьшение облучения рассеивающего объема. К недостаткам таких линий связи следует отнести и невозможность передачи широкополосных сигналов без искажения.

### **10.3. Ослабление радиоволн в тропосфере**

При распространении в тропосфере радиоволны испытывают дополнительное ослабление по отношению к ослаблению поля в свободном пространстве. Это ослабление называется затуханием. Причинами затухания волн в тропосфере являются: 1) поглощение радиоволн гидрометеорами, газами и атмосферным аэрозолем; 2) рассеяние радиоволн гидрометеорами – дождём, снегом, градом, туманом.

Поглощение газами атмосферы и парами воды происходит на уровне молекул и имеет резонансный характер. Молекулы воды имеют постоянные электрические моменты, а молекулы кислорода – постоянные магнитные. Если частота волны совпадет с собственными частотами этих молекул, то наступают резонансные явления и энергия волны переходит во внутреннюю энергию молекул, что и обуславливает селективное поглощение волн на определенных частотах (рис. 10.7). Резонансные линии поглощения всех других газов расположены вне диапазона радиоволн.

Из рис. 10.7 видно, что в молекулах  $H_2O$  имеется чётко выраженный резонанс на длине волны  $\lambda = 1,35$  см и возрастание затухания при  $\lambda < 0,2$  см. В молекулах  $O_2$  происходят резонансы при  $\lambda = 0,5$  см и при  $\lambda = 0,25$  см. По причине большого селективного поглощения радиоволны с длиной волны меньшей 1,5 см не используются для передачи сигналов в тропосфере.

В гидрометеорах оба фактора затухания, поглощение и рассеяние, проявляются одновременно и поэтому их не разделяют (рис. 10.8).

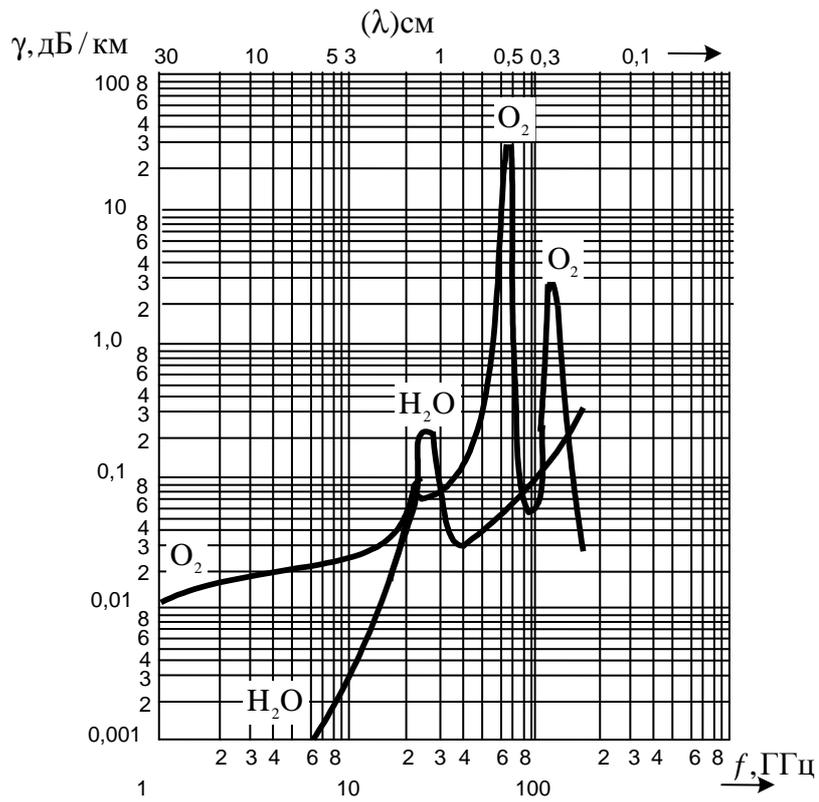


Рис. 10.7. Зависимость коэффициента поглощения от частоты в молекулах кислорода и парах воды.

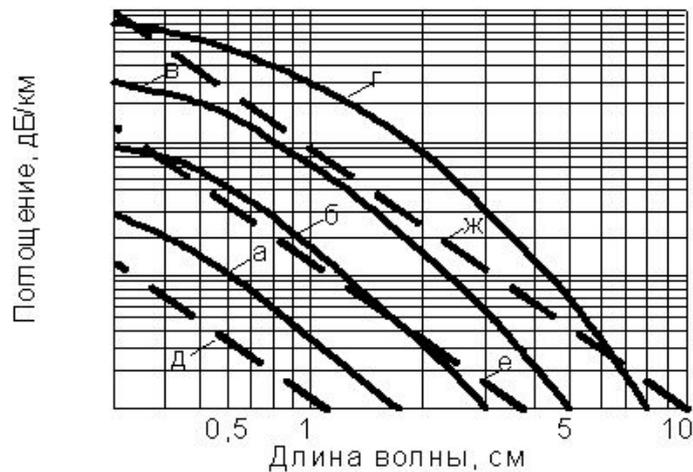


Рис. 10.8 Зависимость коэффициента поглощения за счёт рассеяния на гидрометеорах от длины волны: а) морозящий дождь 0,25 мм/час; б) легкий дождь 1мм/час; в) умеренный дождь 4 мм/час; г) сильный дождь 15 мм/час; д) слабый туман; е) средний туман; ж) сильный туман.

### Вопросы для самоконтроля

1. Понятие рефракции радиоволн. Сравните рефракцию с дифракцией по проявлению и причинам, их вызывающих.
2. С какими параметрами воздушной среды и как связан показатель преломления тропосферы?
3. В чем состоит приближение геометрической оптики при анализе распространения радиоволн в тропосфере? При каких условиях можно пользоваться этим приближением?
4. Что такое эквивалентный радиус Земли, чему он равен и при каких условиях им можно пользоваться ?
5. От каких параметров тропосферы зависит радиус кривизны траектории волны?
6. Понятие нормальной тропосферы и нормальной тропосферной рефракции. Как учитывается нормальная рефракция при определении напряжённости поля радиоволн?
7. Какая погода способствует увеличению дальности распространения радиоволн в тропосфере?
8. При каких условиях возможно возникновение тропосферного волновода?
9. Каков механизм дальнего тропосферного распространения радиоволн? На каких частотах работают линии связи, использующие явление ДТР?
10. Каковы причины быстрых и медленных замираний напряжённости поля при ДТР и какие меры обеспечения качественной связи при этом используются?
11. Какие диапазоны волн интенсивно поглощаются и рассеиваются в тропосфере?

## 11. ИОНОСФЕРА И ЕЁ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ

### РАДИОВОЛН

#### 11.1. Электрические параметры однородной ионосферы

Наличие в верхних слоях атмосферы нейтральных молекул, свободных электронов и ионов определяет электрические параметры ионосферы. В целом ионосфера является электрически нейтральной средой, поскольку число положительных и отрицательных частиц в ней одинаково. В физике такой ионизированный газ называется *плазмой*. При прохождении радиоволн через ионосферу, положительные ионы и свободные электроны начинают двигаться упорядоченно в такт с изменением поля волны. Движущиеся в ионосфере заряды можно рассматривать как некоторый *конвекционный ток*.

Если угловая частота  $\omega$  много больше числа соударений ( $\omega \gg \nu$ ), то для относительной диэлектрической проницаемости ионосферы известна формула [12, 14]:

$$\epsilon_r = 1 - 80,8 \frac{N_e}{f^2}, \quad (11.1)$$

в которой *электронная концентрация* выражена в электронах на кубический сантиметр, а частота – в килогерцах.

Так как  $\epsilon_r$  зависит от частоты, то ионосфера является диспергирующей средой. Частота, при которой показатель преломления ионосферной плазмы обращается в ноль, называется *плазменной частотой*

$$f_0 = \sqrt{80,8 \cdot N_e}. \quad (11.2)$$

Используя выражение для плазменной частоты, запишем выражение для показателя преломления плазмы в виде

$$n = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2}. \quad (11.3)$$

Формула (11.3) имеет важное значение в теории распространения радиоволн в ионосфере. Основные особенности распространения радиоволн в

реальной ионосфере можно объяснить, полагая в первом приближении, что концентрация электронов в ионосфере, а, следовательно, и её плазменная частота зависят только от высоты над поверхностью Земли и не зависят от широты и долготы места.

Изменения диэлектрической проницаемости в ионосфере существенно отличаются от изменений этого параметра в тропосфере. Показатель преломления в тропосфере близок к единице и меняется с высотой незначительно. В ионосфере, как видно из выражения (11.3), при частотах радиоволны, меньших плазменной частоты ( $f < f_0$ ), относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  оказывается меньше нуля, а показатель преломления – мнимой величиной. Отсюда следует, что при  $f < f_0$  электромагнитные колебания в ионосфере не распространяются и затухают при увеличении расстояния  $r$  по экспоненциальному закону. Нетрудно заметить, что выражение (11.3) по виду совпадает с показателем преломления в волноводе без учёта в нём потерь, т.е. плазменной частоте соответствует критическая частота волновода. Отличие между ними состоит в том, что показатель преломления в ионосфере зависит от высоты из-за изменения электронной концентрации.

## 11.2. Отражение и преломление радиоволн в ионосфере

Распределение электронной концентрации в реальной ионосфере имеет сложный характер, зависящий от высоты, времени суток и года, земных координат. Таким образом, ионосфера является неоднородной плазмой. Анализ основных особенностей распространения радиоволн в ионосфере проводят для идеализированной модели в виде *простого слоя*, распределение электронной концентрации в котором приведено на рис. 11.1. В пределах полутолщины слоя  $B$  оно может быть представлено параболическим законом [14]

$$N_e(h) = N_{em} \left[ 1 - \left( \frac{h - h_m}{B} \right)^2 \right]. \quad (11.4)$$

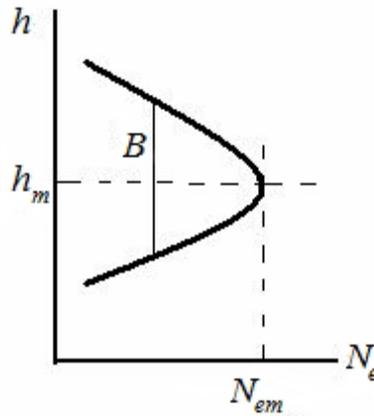


Рис.11.1. Распределение электронной концентрации по высоте в простом слое.

Как и в тропосфере, анализ распространения радиоволн в ионосфере проводится в приближении геометрической оптики. Будем пренебрегать потерями в ионосфере, а также считать Землю и ионосферу плоскими, делая в окончательных выводах поправки на их сферичность. Изменение электронной концентрации с высотой приводит согласно (11.3) к изменению показателя преломления и искривлению траектории, т.е. к рефракции волн. Основные формулы, описывающие рефракцию радиоволн, остаются такими же, как и в тропосфере, но зависимость  $n(h)$  выражена гораздо сильнее и имеет свои особенности.

Показатель преломления на разных высотах  $h$  в простом слое, как следует из (11.1), определяется формулой

$$n(h) = \sqrt{1 - \frac{80,8N_e(h)}{f^2}}. \quad (11.5)$$

Для уравнения траектории волны известно выражение [16]

$$n(h) \cdot \sin \theta(h) = n_0 \sin \theta_0, \quad (11.6)$$

где  $n_0$  и  $\theta_0$  значения показателя преломления и угла падения на нижней границе простого слоя. Можно принять, что на нижней границе  $n_0 = 1$ .

Радиус кривизны луча на разных высотах  $h$  будет:

$$\rho(h) = \frac{n(h)}{-\left(\frac{\partial n}{\partial h}\right) \cdot \sin \theta(h)}. \quad (11.7)$$

Вычисляя производные

$$\frac{dn}{dh} = -\frac{40,4}{n \cdot f^2} \cdot \frac{dN_e}{dh} \quad \text{и} \quad \frac{dN_e}{dh} = \frac{2N_{em}}{B^2} (h_m - h),$$

подставляя их в (11.7), для радиуса кривизны луча получим выражение:

$$\rho(h) = \frac{n(h)^3 f^2 B^2}{80,8 \cdot N_{em} (h_m - h) \cdot \sin \theta_0}. \quad (11.8)$$

В простом слое плазменная частота (11.2) изменяется с высотой вместе с изменением электронной концентрации. Максимальное значение плазменной частоты в ионосферном слое называется его *критической частотой*. Очевидно, что критическую частоту слоя можно определить как плазменную частоту в максимуме ионизации

$$f_{кр} = \sqrt{80,8 N_{em}}. \quad (11.9)$$

Условие отражения вертикально направленной волны

Рассмотрим распространение вертикально направленной волны в простом слое в зависимости от соотношения частоты волны и критической частоты слоя. При этом возможны три случая, показанные на рис.11.2.

На частоте  $f_1 > f_{кр}$  (рис. 11.2а) показатель преломления нигде не обращается в нуль и волна проходит через слой, испытывая лишь изменения скорости. На частоте  $f_2 = f_{кр}$  (рис. 11.2б) показатель преломления в точке максимума электронной концентрации равен нулю. При приближении к этой точке скорость движения энергии волны (групповая скорость) замедляется до нуля, распространение волны вверх прекращается и она поворачивает вниз, что можно трактовать как отражение. На частоте  $f_3 < f_{кр}$  (рис. 11.2в) показатель преломления обращается в нуль в двух точках по высоте и волна отражается в нижней из них. Между этими точками показатель преломления – мнимая величина. Чем ниже частота волны  $f$ , тем ниже оказывается высота первой точки отражения.

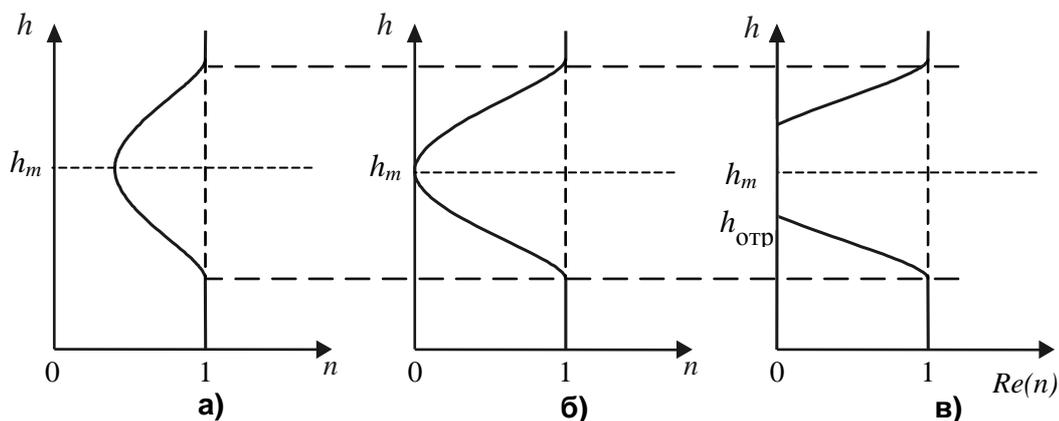


Рис. 11.2. Зависимость  $n(h)$  для вертикально направленной волны:

а)  $f_1 > f_{кр}$ , б)  $f_2 = f_{кр}$ , в)  $f_3 < f_{кр}$ .

Формула (11.9) для критической частоты простого слоя позволяет определить критические частоты реальных ионосферных слоев. Подставив в неё известные усреднённые значения концентрации электронов в слоях [16], получим:

слой  $D$ ,  $f_{кр,D} = 900$  кГц;    слой  $E$ ,  $f_{кр,E} = 3,5$  ГГц;  
 слой  $F_1$ ,  $f_{кр,F_1} = 5,5$  ГГц;    слой  $F_2$ ,  $f_{кр,F_2} = 12$  ГГц.

Условие отражения наклонно направленной волны

Из уравнения траектории (11.6) следует, что при продвижении волны вглубь простого слоя при  $h < h_m$  угол падения  $\theta$  увеличивается (поскольку  $n$  уменьшается), а при  $h > h_m$  — он уменьшается. Об этом же свидетельствует анализ радиуса кривизны луча — формула (11.7)), из которой следует, что при  $h < h_m$  радиус кривизны положительный ( $\rho > 0$ ), а при  $h > h_m$  он отрицательный ( $\rho < 0$ ). Таким образом, ниже  $h_m$  траектория волны обращена выпуклостью от Земли, а выше  $h_m$  — выпуклостью к Земле. Если при этом в какой-либо точке угол падения станет равным  $90^\circ$ , то в ней произойдет поворот волны к Земле или отражение. Очевидно, что отражение волны может произойти там, где  $\rho > 0$ , т.е. ниже максимума ионизации. Из уравнения траектории волны (11.7) следует, что условием отражения наклонного луча является выполнение равенства

$$n(h_{omp}) = \sin\theta_0. \quad (11.10)$$

Таким образом, отражение наклонного луча в ионосфере происходит на высоте, при которой показатель преломления  $n(h)$  равен синусу начального угла падения на ионосферу  $\theta_0$ .

Возведем выражение (11.10) в квадрат и, используя (11.5), придадим ему вид:

$$\frac{80,8N_e(h_{omp})}{f^2} = \cos^2 \theta_0.$$

Величина  $\sqrt{80,8N_e(h_{omp})} = f_0(h_{omp})$  определяет частоту волны, отражающуюся на высоте  $h_{omp}$  при вертикальном падении  $\theta_0 = 0$ , а  $f = f_\theta(h_{omp})$  – частоту волны, отражающуюся на той же высоте при наклонном падении под углом  $\theta_0$ . Опуская индекс «отр» в обозначении высоты, представим последнее соотношение в виде:

$$f_\theta(h) = f_0(h) \cdot \sec \theta_0. \quad (11.11)$$

Это соотношение называется *законом секанса* и играет важную роль в теории распространения радиоволн в ионосфере. Оно связывает частоты вертикальной и наклонной волн, отражающиеся от одной и той же области ионосферы. Поскольку при изменении угла  $\theta_0$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  функция  $\sec\theta_0$  изменяется от 1 до  $\infty$ , то согласно этому закону от ионосферы должны отражаться радиоволны сколь угодно высоких частот. В действительности максимальное значение угла  $\theta_{0m}$  ограничивается сферичностью Земли. Из простых геометрических соотношений следует, что максимальный угол падения на нижнюю границу ионосферы  $\theta_{0m}$  определяется соотношением

$$\sin \theta_{0m} = \frac{R_0}{R_0 + h_0}, \quad (11.12)$$

где  $R_0$  – радиус Земли,  $h_0$  – высота нижней границы ионосферного слоя.

Для  $R_0 = 6370$  км и  $h_0 = 200$  км угол  $\theta_{0m} = 72^{\circ}40'$  и  $\sec\theta_{0m} \approx 4$ . Если учесть нормальную рефракцию в тропосфере и ввести эквивалентный радиус Земли, равный 8493 км, то  $\theta_{0m}$  станет равным  $75^{\circ}$ , а  $\sec\theta_{0m} \approx 3,86$ .

Если закон секанса применить к максимуму электронной концентрации, а углу  $\theta_0$  придать его максимальное значение  $\theta_{0m}$ , то формула (11.11) определит максимальную частоту, ещё отражающуюся от данного ионосферного слоя. Эта частота называется максимально применимой частотой (МПЧ) ионосферного слоя. Можно считать, что МПЧ превышает критическую частоту в среднем в 4 раза. Для слоя  $F_2$  максимальные частоты, которые еще могут отражаться от ионосферы, составляют от 30 до 40 МГц.

#### Траектория радиоволн в простом слое

Траектория волны при отражении от ионосферы полностью определяется уравнением (11.6). Для упрощения анализа траектории удобнее использовать соотношения (11.8) и (11.10), которые определяют точку поворота волны и радиус кривизны луча. В точке отражения наклонного луча ( $h_{отр}$ ) выполняется соотношение (11.10) и радиус кривизны в ней определяется выражением:

$$\rho(h_{отр}) = \frac{f^2 B^2 (\sin \theta_0)^2}{80,8 \cdot N_{em} (h_m - h_{отр})}. \quad (11.13)$$

Рассмотрим траекторию волны в простом слое для двух случаев:

- 1) постоянный начальный угол падения  $\theta_0$  и изменяющаяся частота волны  $f$ ,
- 2) постоянная частота  $f$  и изменяющийся угол падения  $\theta_0$ .

Траектория волн для первого случая показана на рис. 11.3. По мере увеличения частоты увеличивается высота точки отражения и радиус кривизны в ней. Расстояние до падения отражённой волны на Землю (длина радиолинии) увеличивается. По мере увеличения частоты точка отражения приближается к максимуму электронной концентрации  $h_m$  и радиус кривизны, как следует из (11.13), стремится к бесконечности (частота  $f_3$  на

рис. 11.3). При дальнейшем увеличении частоты волна проходит слой без отражения (частота  $f_4$  на рис. 11.3).

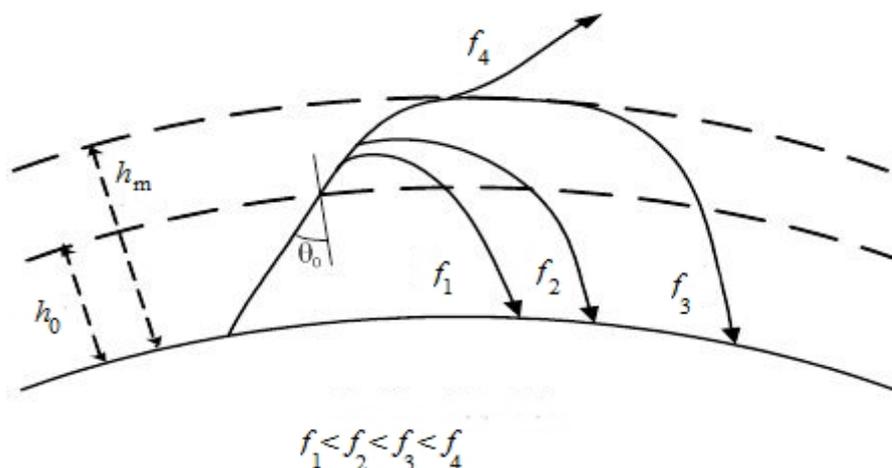


Рис. 11.3. Траектории волн в простом слое на разных частотах при постоянном угле падения  $\theta_0$ .

Рассмотрим второй случай. В частотных диапазонах, использующих отражение от ионосферы, применяются, как правило, антенны с широкой диаграммой направленности в вертикальной плоскости. В зависимости от соотношения между частотами волны и ионосферного слоя ( $f_{кр}$ ,  $f_{max}$ ) возможны следующие ситуации:

а) Радиоволны отражаются при всех углах падения, в том числе отражается и вертикально вверх направленная волна (рис. 11.4а). По мере увеличения угла падения высота точки отражения уменьшается, а радиус кривизны увеличивается. В реальных условиях такие траектории имеют длинные, средние волны и длинноволновая часть КВ.

б) В этом случае существует угол падения  $\theta_{кр}$ , при котором волна еще отражается от максимума ионизации (рис. 11.4б). Дальнейшее уменьшение угла падения приводит к тому, что радиоволна проходит через простой слой без отражения. Эту частоту выше мы определили как максимальную для угла  $\theta_{кр}$ , поскольку радиус кривизны в точке отражения стремится к бесконечности. В этом случае волна распространяется по траектории, параллельной поверхности Земли, и дальность связи может достигать 7000

км. Таким образом, в этом случае вокруг антенны существует область, в которую ионосферная волна не попадает, называемой *зоной молчания*. Очевидно, что с увеличением частоты радиус зоны молчания ( $R_{\text{зМ}}$ ) увеличивается, а с увеличением электронной концентрации – уменьшается. Для каждой длины радиолинии существует своя МПЧ. Подобная ситуация характерна для коротких волн, отражающихся от слоёв  $F_1$  и  $F_2$ .

в) Если частота больше МПЧ, то условия отражения не выполняется для всех реальных углов падения ( $\theta < \theta_m$ ) и волна проходит через ионосферный слой, испытывая в нём преломление (рис. 11.4в). Наибольшее преломление испытывают пологие лучи, а вертикально направленный луч, как следует из формулы (5.8), не преломляется. Такие траектории характерны для диапазона УКВ. С увеличением частоты искривление траектории волны уменьшается.

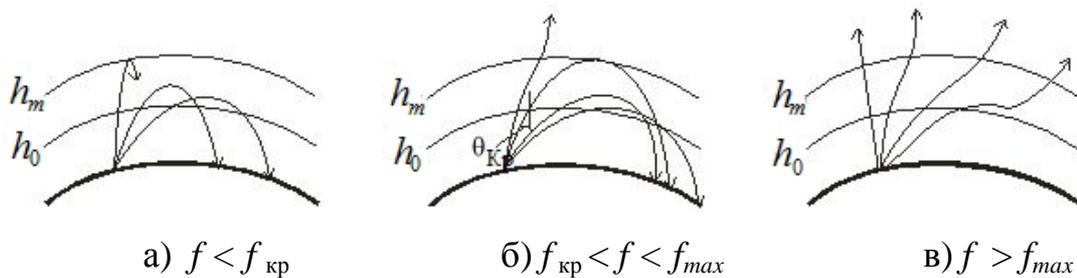


Рис. 11.4. Траектории волн в ионосфере для разных частот в зависимости от угла падения.

### 11.3. Поглощение радиоволн в ионосфере

Поглощение радиоволн в ионосфере происходит из-за столкновения электронов с нейтральными молекулами. Электроны разгоняются под действия электрического поля волны и приобретают некоторую энергию, которую передают молекулам при соударениях. За счёт этого увеличивается хаотическое тепловое движение молекул и повышается температура ионосферы.

На низких частотах поглощения растёт с ростом частоты как  $\sqrt{f}$ , а на высоких падает как  $1/f^2$ . Очевидно, на промежуточных частотах существует частота с максимумом поглощения. Более строгий анализ показывает, что

максимальное поглощение будет на частоте, близкой к числу соударений, т.е. при  $f \approx \nu$ .

Этому факту можно дать физическое объяснение. На низких частотах период колебаний много больше времени свободного пробега электрона между соударениями, равного  $1/\nu$ , и электрон теряет значительное количество энергии за счёт соударений. На высоких частотах, когда период колебаний много меньше времени свободного пробега, электрон успевает несколько раз обменяться энергией с волной, прежде чем потеряет энергию при соударении. Зависимость поглощения от частоты в ионосфере играет важную роль в объяснении особенностей распространения волн различных диапазонов.

#### **11.4. Влияние постоянного магнитного поля Земли на распространение радиоволн в ионосфере**

Постоянное магнитное поле Земли, напряжённость которого составляет  $H_0 \approx 40 \text{ А/м}$ , качественно и количественно меняет свойства ионосферы. Причина этого состоит в наличии в ионосфере свободных зарядов – электронов и ионов. В присутствии постоянного магнитного поля на них действует ещё сила Лоренца

$$\mathbf{F}_l = q[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}_0], \quad (11.13)$$

где  $q$  – заряд частицы,  $\mathbf{V}$  – её скорость,  $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}_0$  – магнитная индукция поля Земли.

Рассмотрим физическую картину явлений, возникающих при действии постоянного магнитного поля на движущиеся заряды. Пусть вначале электромагнитная волна отсутствует. Электроны и ионы находятся в хаотическом движении. При этом на них действует сила Лоренца, изменяющая только направление скорости движущихся зарядов, но не её величину. В результате частицы будут двигаться по окружностям вокруг вектора  $\mathbf{H}_0$ , радиусы которых определяются из равенства силы Лоренца и центробежной силы.

В случае параллельных векторов  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{H}_0$  сила Лоренца равна нулю и частица движется по прямой параллельно вектору  $\mathbf{H}_0$ . Частота вращения частицы вокруг магнитного поля  $f_m$  называется *гиромагнитной частотой*. При этом если смотреть по направлению вектора  $\mathbf{H}_0$ , то электроны вращаются против часовой стрелки, а положительные ионы – по часовой стрелке. Для электронов  $f_m \approx 1,4$  МГц, для ионов  $f_m \approx 760$  Гц. Поскольку гиромагнитная частота ионов лежит за пределами используемых для радиосвязи частот, присутствием ионов обычно пренебрегают.

С учётом магнитного поля Земли диэлектрическая проницаемость ионосферы становится величиной тензорной [18]:

$$\hat{\epsilon}_r = \begin{pmatrix} \epsilon_T & -j\beta & 0 \\ j\beta & \epsilon_T & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_L \end{pmatrix}, \quad (11.14)$$

где

$$\epsilon_T = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_m^2}, \quad \beta = \frac{\omega_0^2 \omega_m}{\omega(\omega^2 - \omega_m^2)}, \quad \epsilon_L = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad \omega_m = 2\pi f_m, \quad (11.15)$$

$\omega_0 = 2\pi f_m$  – плазменная угловая частота.

Из выражений для компонент тензора  $\hat{\epsilon}_r$  видно, что влияние магнитного поля Земли на распространение радиоволн особенно заметно на частотах, близких к гиромагнитной частоте электронов, равной 1,4 МГц, хотя проявляется и на других частотах. Среды, у которых один из параметров  $\epsilon$ ,  $\mu$  или  $\sigma$  выражаются тензором, являются *анизотропными*. Это означает, что их свойства зависят от направления распространения волны. Для ионосферы анизотропия выражается также в том, что вектора  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$  не параллельны. Аналогичными свойствами обладают намагниченные ферриты и некоторые кристаллы.

Остановимся на особенностях распространения радиоволн в ионосфере, связанных с присутствием магнитного поля Земли.

## Эффект Фарадея

При распространении радиоволн вдоль магнитных силовых линий Земли наблюдается вращение её плоскости поляризации. Рассмотрим этот эффект подробнее. Вектор напряжённости электрического поля волны можно представить в виде сумму двух волн круговой поляризации, левого и правого направлений вращения. Если для каждой из этих волн определить вектор электрической индукции как

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}_r \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (11.16)$$

то окажется, что соотношение между векторами  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  для этих волн выражается по-разному [15,18]:

$$\mathbf{D}_{np} = (\varepsilon_T + \beta) \varepsilon_0 \mathbf{E}_{np} \quad \text{и} \quad \mathbf{D}_{лев} = (\varepsilon_T - \beta) \varepsilon_0 \mathbf{E}_{лев}. \quad (11.17)$$

Это означает, что фазовые скорости этих волн также будут различными:

$$V_{ф,np} = \sqrt{(\varepsilon_T + \beta) \varepsilon_0 \mu_0}, \quad V_{ф,лев} = \sqrt{(\varepsilon_T - \beta) \varepsilon_0 \mu_0}.$$

Разница скоростей приводит к тому, что на некотором расстоянии  $l$  от исходной точки вектор  $\mathbf{E}$  повернется на угол  $\gamma$ :

$$\gamma = \left( \frac{\omega}{V_{ф,лев}} - \frac{\omega}{V_{ф,np}} \right) \frac{l}{2}. \quad (11.18)$$

Эффект поворота плоскости поляризации волны в анизотропной среде называется *эффектом Фарадея*. Для ионосферы его можно объяснить, если учесть, что электроны под действием магнитного поля Земли вращаются всегда в одном направлении и для волн с разным направлением вращения вектора  $\vec{E}$  ионосфера имеет различные свойства. Способность некоторых сред вращать плоскость поляризации называется *гиротропным эффектом*, а сами среды – *гиротропными*.

## Обыкновенная и необыкновенная волны

Рассмотрим случай поперечного распространения волны по отношению к магнитному полю  $\mathbf{H}_0$ . При этом возможны два случая: вектор  $\mathbf{E}$  параллелен вектору  $\mathbf{H}_0$  и вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярен  $\mathbf{H}_0$ .

Запишем в первом случае выражение для вектора магнитной индукции  $\mathbf{D}$  [15,18]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon}_r \mathbf{E} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_T - j\beta & 0 & 0 \\ j\beta & \varepsilon_T & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_L \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_0 \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \varepsilon_L E_0 \mathbf{z}_0. \quad (11.19)$$

Если в него подставить выражение  $\varepsilon_L$  из (11.15), то увидим, что соотношение между векторами  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  такое же, как и при отсутствии магнитного поля. Это объясняется тем, что сила Лоренца в этом случае равна нулю. Подобная волна называется *обыкновенной*.

Во втором случае сила Лоренца будет отлична от нуля. Запишем выражение для  $\varepsilon_r$  такой волны [15, 18]:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 \left( 1 - \frac{\omega_i^2}{\omega^2 - \omega_i^2} \right)}. \quad (11.20)$$

Анализ (11.20) показывает, что волна имеет свои особенности при распространении. В частности, при  $\omega > \omega_m$  существуют два значения частоты, при которых  $\varepsilon_r$  обращается в нуль. Кроме того, у волны появляется составляющая электрического поля, направленная вдоль вектора  $\mathbf{H}_0$  и сдвинутая по фазе относительно поперечной составляющей. Это приводит к тому, что волна становится эллиптически поляризованной. Такую волну называют *необыкновенной*.

Если волна, посланная с Земли, падает на ионосферу под произвольным углом по отношению к вектору  $\mathbf{H}_0$ , то она расщепляется на обыкновенную и необыкновенную волны, имеющие разные показатели преломления. Условия отражения (11.10) выполняются для них на разных высотах. Таким образом, каждому входящему в ионосферу лучу соответствуют два отраженных луча, попадающие в разные точки на поверхности Земли. Поле в точке приёма определяется интерференцией двух волн – обыкновенной и необыкновенной, входящими в ионосферу под разными углами. Поскольку пара-

метры ионосферы непрерывно изменяются, то будут меняться фазы интерферирующих волн и величина результирующего поля в точке приёма.

### **Вопросы для самоконтроля**

1. Что такое ионосфера и что является причиной ее образования?
2. Определите собственную частоту ионизированного газа, если электронная концентрация в нем составляет  $10^4$  эл/см<sup>3</sup>.
3. Объясните, почему ионосфера является диспергирующей средой. Как это качество ионосферы сказывается на распространении радиоволн?
4. Что такое критическая и максимально применимая частота и соотношение между ними?
5. Какие изменения в ионосферных слоях происходят в течение времени суток, времени года?
6. Какие частоты радиоволн наиболее сильно поглощаются в ионосфере? Каков механизм этого поглощения?
7. Как и почему постоянное магнитное поле Земли влияет на распространение радиоволн в ионосфере? Почему такого влияния нет в тропосфере?
8. В чем состоит эффект Фарадея, при каких условиях он проявляется?
9. Какие волны называются обыкновенной и необыкновенной? Поясните физически причину их различного распространения в ионосфере.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков Г. Т., Петров Б. М., Грудинская Г. П. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Сов. радио, 1979. – 376с.
2. Нефёдов Е. И. Техническая электродинамика: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2008. – 416 с.
3. Бова Н.Т., Резников Г.Б. Антенны и устройства СВЧ. – Киев: Вища школа, 1982. – 278 с.
4. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны.– М.: Энергия, 1975.– 528 с.
5. Нефёдов Е. И. Устройства СВЧ и антенны: Учебное пособие для вузов.– М.: Академия, 2009. – 384 с.
6. Устройства СВЧ и антенны / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Радиотехника, 2006. – 376 с.
7. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высш. шк., 1988. – 432 с.
8. Антенны УКВ/ под ред. Г.З. Айзенберга. Ч.1. – М.: Связь, 1977. – 384 с.
9. Антенны УКВ/ под ред. Г.З. Айзенберга. Ч.2. – М.: Связь, 1977. – 288 с.
10. Антенны, СВЧ-устройства и их технологии: учеб. пособие / Ю.Б. Нечаев, В.И. Николаев, Р.Н. Андреев, Н.Н. Винокурова; под общ. ред. Ю.Б.Нечаева, В.И.Николаева. – Воронеж: ОАО Концерн «Созвездие», 2008. – 629 с.
11. Драбкин А.Л., Зузенко И.Л. Антенно-фидерные устройства.– М.: Сов. радио, 1961.– 816 с.
12. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. – М.: Связь, 1972.– 336 с.
13. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. – М.: Высш. шк., 1975.– 280 с.
14. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. – М.: Сов. радио, 1972.– 458 с.
15. Петров Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн.– М.: Горячая линия – Телеком, 2003.– 358 с.
16. Мандель А.Е., Замотринский В.А. Распространение радиоволн: учеб. пособие. – Томск: ТУСУР, 2006.– 164 с.

17. Боков Л.А., Замотринский В.А., Мандель А.Е. Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. пособие. – Томск: ТУСУР, 2013.– 410 с.
18. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. –М.: Наука, 1989.– 544 с.
19. Долуханов М.П. Дальнее распространение ультракоротких волн. –М.: Связьиздат, 1962.– 172 с.
20. Пономарев Г.А., Куликов А.Н., Тельпуховский Е.Д. Распространение УКВ в городе.– Томск: МП РАСКО, 1991. – 223 с.
21. Ефанов В.И., Тихомиров А.А. Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств и систем: учеб. пособие. –Томск: ТУСУР, 2004.–298 с.

**Учебное издание**

Буянов Юрий Иннокентьевич

Гошин Геннадий Георгиевич

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН И  
АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА**

**Учебное пособие**

Рекомендовано Сибирским региональным отделением учебно-методического объединения высших учебных заведений РФ по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и автоматизации для межвузовского использования в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров 210400.62 «Радиотехника» и 210700.62 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи»

Формат 60x84 1/16. Усл. печ. л.-----.

Тираж 30 экз. Заказ-----.

Отпечатано в Томском государственном университете систем управления и радиоэлектроники.

634050, Томск, пр. Ленина, 40. Тел. (3822) 533018.