

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Тамбовский государственный технический университет»

**Ю. Т. ЗЫРЯНОВ, П. А. ФЕДЮНИН, О. А. БЕЛОУСОВ и др.**

# **АНТЕННЫ**

Рекомендовано Учебно-методическим объединением по образованию  
в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и  
автоматизации в качестве учебного пособия  
для бакалавров и магистрантов, обучающихся по направлениям  
210200 «Проектирование и технология РЭС»,  
211000 «Конструирование и технология электронных средств»,  
210700 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи»



---

Тамбов  
Издательство ТГТУ  
2014

УДК 621.37(075/8)

ББК 3815я73

3-97

Рецензенты:

Доктор технических наук, профессор ВАИУ (г. Воронеж)

*И. В. Миросердов*

Доктор технических наук, доцент ФГБОУ ВПО «ТГТУ»

*А. В. Иванов*

*Авторский коллектив:*

Ю. Т. Зырянов, П. А. Федюнин, О. А. Белоусов, А. В. Рябов,

Е. В. Головоченко

**Антенны** : учебное пособие для бакалавров и магистрантов, 3-97 обучающихся по направлениям 210200, 211000, 210700 / Ю. Т. Зырянов, П. А. Федюнин, О. А. Белоусов и др. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2014. – 128 с. – 100 экз. – ISBN 978-5-8265-1267-8.

Рассмотрены общая теория антенн, принципы построения, устройство, принцип действия основных антенных устройств, радиотехнические характеристики и параметры передающих и приёмных антенн. Изложены основы теории антенных решёток, линейных и апертурных антенн. Приведены принципы построения, особенности конструкции, основные радиотехнические характеристики и параметры вибраторных, а также рупорных антенн.

Предназначено для бакалавров и магистрантов, обучающихся по направлениям 210200 «Проектирование и технология РЭС», 211000 «Конструирование и технология электронных средств», 210700 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи», может быть полезно при выполнении лабораторных работ и курсовых проектов, а также может быть использовано студентами смежных специальностей и разных форм обучения.

УДК 621.37(075/8)

ББК 3815я73

ISBN 978-5-8265-1267-8

© Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Тамбовский государственный технический университет» (ФГБОУ ВПО «ТГТУ»), 2014

## ВВЕДЕНИЕ

---

Основными структурными составляющими средств радиосвязи, как правило, являются радиопередающее устройство, радиоприёмное устройство и антенно-фидерный тракт.

Современные достижения в технике антенн основываются на последних разработках электроники, техники полупроводников, когерентной радиооптики, оптоэлектроники и т.д. Различные объекты – наземные стационарные и мобильные пункты управления, воздушные суда, средства обеспечения полётов авиации и др. имеют множество антенн различных диапазонов и назначений, и обеспечение их электромагнитной совместимости во многом зависит от характеристик и параметров антенн. В связи с этим специалист, обеспечивающий эксплуатацию техники связи, должен обладать знаниями основ теории антенн, а также их характеристик и параметров. Эти вопросы рассматриваются в настоящем учебном пособии.

Усвоение изложенных в пособии вопросов предполагает знание читателем общих разделов высшей математики, теории радиотехнических цепей и сигналов, электродинамики и распространения радиоволн в рамках существующих учебных программ.

# I. ТЕОРИЯ АНТЕНН

---

## 1. РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН

### 1.1. НАЗНАЧЕНИЕ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН И ИХ ФУНКЦИИ

Антенна является неотъемлемой составной частью любого радиотехнического устройства, которое предназначено для передачи или приёма информации с помощью радиоволн через окружающее пространство.

*Передающая антенна* предназначена для непосредственного излучения радиоволн. Она решает следующие задачи:

1. Преобразование энергии токов высокой частоты в энергию излучаемых радиоволн. Одним из основных требований, предъявляемых к антеннам, является сохранение закона модуляции (отсутствие искажения передаваемой информации).

2. Пространственное распределение энергии электромагнитного поля.

3. Формирование определённой поляризационной структуры поля.

*Классификация антенн:*

1. *По функциональному назначению:* приёмные; передающие; приёмопередающие.

2. *По конструкции и принципу действия:* линейные; апертурные; антенные решётки.

*Антенны линейного типа* характерны тем, что размеры поперечного сечения у них малы по сравнению с длиной волны. Обычно такие антенны выполняются из отрезка провода или нескольких проводов либо в виде стержня.

*Апертурные антенны* имеют раскрыт (апертуру), через который проходит поток излучаемой (принимаемой) энергии.

В свою очередь, линейные и апертурные антенны могут быть представлены как непрерывные системы, состоящие из элементарных излучателей: диполей (вibratorов) Герца, элементарных рамок или источников Гюйгенса.

*Антенная решётка (АР)* – это совокупность идентичных излучающих (приёмных) элементов, расположенных в определённом порядке и питаемых от одного или нескольких когерентных источников.

3. *По поляризации:* антенны с линейной поляризацией; антенны с вращающейся поляризацией.

4. *По полосе пропускания:* узкополосные; широкополосные; широкодиапазонные.

5. По диапазону радиоволн: антенны диапазона ОВЧ (МВ); антенны диапазона УВЧ (ДМВ); антенны диапазона СВЧ (СМВ); антенны диапазона КВЧ (ММВ).

6. По направленным свойствам: ненаправленные; узконаправленные.

7. По месту установки: наземные (стационарные); бортовые (подвижные).

8. По назначению радиотехнических устройств: связные; навигационные; радиолокационные и т.д.

## 1.2. ПЕРЕДАЮЩАЯ АНТЕННА КАК НАГРУЗКА ДЛЯ ГЕНЕРАТОРА, ЕЁ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Для оценки качества антенн и сравнения их между собой используют характеристики и параметры. Параметры антенн представляют собой определённые числовые величины, а характеристики дают некоторую функциональную зависимость.

Так как антенны обладают способностью преобразовывать энергию направляемых электромагнитных волн (ЭМВ) в энергию радиоволн (или наоборот), то существует ряд показателей, которые по своей сути для них являются *энергетическими параметрами*. К ним относятся: мощность излучения  $P_{\Sigma}$ ; сопротивление излучения  $R_{\Sigma}$ ; коэффициент полезного действия (КПД)  $\eta_A$ ; входное сопротивление антенны  $\dot{Z}_A$ ; действующая длина  $l_d$ ; эффективная площадь раскрытия (ЭПР)  $A_{\text{эфф}}$ ; коэффициент использования площади (КИП)  $q$ .

В режиме передачи (излучения) антенна является нагрузкой генератора токов высокой частоты. Как нагрузка, она характеризуется активной, реактивной и предельной мощностью, а также входным сопротивлением. Для получения наибольшей мощности излучения антенна должна быть согласована с линией передачи и с внутренним сопротивлением генератора.

Эквивалентная схема передающей антенны представлена на рис. 1.1.

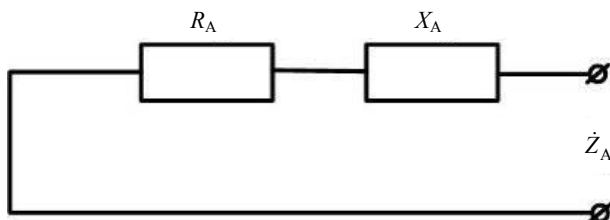


Рис. 1.1. Эквивалентная схема передающей антенны

*Входное сопротивление антенны* – это комплексная величина, равная отношению комплексных амплитуд (или действующих значений) напряжения и тока на входе антенны:

$$\dot{Z}_A = \frac{\dot{U}_{A\text{вх}}}{\dot{I}_{A\text{вх}}} = R_A + jX_A, \quad (1.1)$$

где  $R_A$  и  $X_A$  – активная и реактивная составляющие входного сопротивления соответственно.

Входное сопротивление антенны как параметр относится к антеннам только *линейного типа*, у которых комплексное напряжение и ток на входе антенны физически определены и могут быть непосредственно измерены. Для антенн *апертурного* типа понятие входного сопротивления неприемлемо, так как у них нет входных зажимов.

В общем случае входное сопротивление антенны зависит от частоты генератора сложным образом. Кроме того, на него оказывают влияние посторонние проводники и другие тела, расположенные вблизи антенны. Поэтому на практике входное сопротивление антенны определяют на заданных частотах с помощью измерительных приборов.

Подводимая к антенне мощность генератора расходуется на излучение, потери в антенне и окружающих её телах и среде, а также на создание реактивных полей в ближней зоне, поэтому  $R_A$  характеризует мощность излучения антенны и мощность тепловых потерь в антенне и в окружающих её телах и среде:

$$R_A = R_\Sigma + R_{\text{п}}, \quad (1.2)$$

где  $R_\Sigma$  – сопротивление излучения;  $R_{\text{п}}$  – сопротивление потерь.

*Сопротивление излучения* – это некоторое воображаемое активное сопротивление, на котором выделяется мощность, равная мощности излучения антенны:

$$P_\Sigma = \frac{I_A^2 R_\Sigma}{2}, \quad (1.3)$$

где  $I_A$  – амплитуда тока на входных зажимах антенны. Сопротивление излучения характеризует излучающие свойства передающей антенны. Величина  $X_A$  характеризует собой реактивную мощность в ближней зоне, которая не излучается.

Как сопротивление излучения, так и реактивное сопротивление антенны зависят от типа антенны, её конструктивного исполнения, а также от длины волны. Сопротивление потерь зависит от проводящих свойств металла, из которого изготовлена антенна, качества изоляторов, а также от окружающих антенну тел и среды.

*Мощность излучения антенны* – это та часть мощности, подводимой к антенне от генератора, которая преобразуется антенной в радиоволны и достигает дальней зоны. Её можно определить путём интегрирования плотности потока мощности этой антенны по замкнутой поверхности  $S$ , охватывающей некоторый объём пространства, окружающего антенну:

$$P_{\Sigma} = \oint_S \Pi dS, \quad (1.4)$$

где  $\Pi = \Pi(\theta, \varphi)$  – плотность потока мощности (или модуль среднего значения вектора Умова–Пойнтинга).

Так как  $\Pi(\theta, \varphi) = \Pi_{\max} F^2(\theta, \varphi)$ , а  $\Pi_{\max} = E_{\max}^2 / 240\pi$ , то

$$\Pi(\theta, \varphi) = \frac{E_{\max}^2 F^2(\theta, \varphi)}{240\pi}, \quad (1.5)$$

где  $F^2(\theta, \varphi)$  – диаграмма направленности (ДН) антенны по мощности.

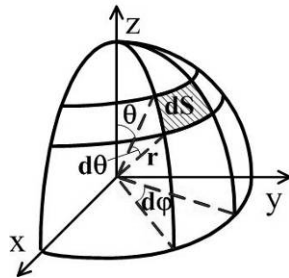
В качестве простейшей поверхности интегрирования удобно выбрать сферу радиусом  $r$  (рис. 1.2). Элемент площади  $dS$  на сферической поверхности (результат сечения поверхности сферы двумя меридиональными и двумя азимутальными плоскостями), как это видно из рисунка, равен

$$dS = r^2 \sin(\theta) d\varphi d\theta. \quad (1.6)$$

Подставляя в (1.4) выражения (1.5) и (1.6), можно получить

$$P_{\Sigma} = \frac{r^2 E_{\max}^2}{240\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\varphi d\theta. \quad (1.7)$$

Таким образом, для определения мощности излучения необходимо знать нормированную ДН по мощности и напряжённость поля в направлении максимального излучения при заданном расстоянии  $r$ . Мощность излучения антенны зависит от мощности генератора, условий согласования, а также от излучающей способности антенны. Эта способность зависит от типа антенны, особенностей конструктивного исполнения, размеров антенны по отношению к длине волны.



**Рис. 1.2.** Поверхность интегрирования в сферической системе координат

Антенна, как любой преобразователь энергии, характеризуется коэффициентом полезного действия (КПД).

*Коэффициент полезного действия* – это отношение мощности излучения ко всей активной мощности, получаемой антенной:

$$\eta_A = \frac{P_\Sigma}{P_A} = \frac{P_\Sigma}{P_\Sigma + P_n} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_n} < 1. \quad (1.8)$$

Отсюда следует, что для увеличения КПД антенны необходимо уменьшать сопротивление потерь и увеличивать сопротивление излучения антенны. КПД современных антенн различных диапазонов и типов весьма широк: от 25 до 95%.

*Действующая длина передающей антенны* – это коэффициент, имеющий размерность длины и связывающий между собой амплитуду напряжённости поля в точке, находящейся в дальней зоне в направлении максимума излучения передающей антенны, с максимальным напряжением на зажимах антенны:

$$U_{A \max} = I_d E_{\max}. \quad (1.9)$$

Этот параметр относится *только к антеннам линейного типа* и характеризует их энергетическую эффективность по преобразованию энергии токов высокой частоты в линии передачи в энергию электромагнитного поля (ЭМП) излучаемой волны. Действующая длина передающей антенны зависит от её геометрической длины и от закона распределения амплитуды и фазы тока вдоль антенны  $\dot{I}(z)$  :

$$l_d = \frac{1}{I_A} \int_{z=0}^l \dot{I}(z) dz. \quad (1.10)$$

Из выражения (1.10) следует:

– при равномерном и синфазном законе распределения тока по антенне ( $\dot{I}(z) = I_A = \text{const}$ ) действующая длина антенны совпадает с геометрической  $l_d = l$  ;

– чем более неравномерно и несинфазно распределение тока вдоль антенны, тем меньший процент от геометрической длины антенны составляет действующая длина. Поэтому в общем случае действующая длина лежит в пределах от нуля до геометрической длины:  $0 < l_d < l$ .



*Физический смысл действующей длины передающей антенны.*

Это такая геометрическая длина линейной антенны с равномерным и синфазным распределением тока вдоль неё, при котором эта антенна создаёт в точке, находящейся в дальней зоне по направлению максимума излучения, такую же напряжённость поля, как и реальная антенна с неравномерным и несинфазным распределением тока по длине. В свою очередь, закон распределения тока вдоль передающей антенны зависит от типа антенны и её конструктивного исполнения.

*Эффективная площадь раскрыва передающей антенны (ЭПР)* – это коэффициент, имеющий размерность площади, который связывает между собой плотность потока мощности, создаваемой передающей антенной в точке пространства, находящейся в дальней зоне в направлении максимума излучения, и активную мощность, подводимую к антенне от генератора:

$$P_{A \max} = A_{\text{эфф}} \Pi_{\max} . \quad (1.11)$$

Этот параметр относится *только к антеннам апертурного типа* и характеризует их энергетическую эффективность по преобразованию энергии токов высокой частоты в линии передачи в энергию излучаемой волны. Эффективная площадь передающей антенны зависит от её геометрической площади и от закона распределения амплитуды и фазы поля по раскрыву антенны  $\dot{E}_S(x, y)$  :

$$A_{\text{эфф}} = \frac{\left| \int_S \dot{E}_S(x, y) dS \right|^2}{\int_S \left| \dot{E}_S(x, y) \right|^2 dS} . \quad (1.12)$$

Из выражения (1.12) следует:

– при равномерном и синфазном законе распределения поля в раскрыве апертурной антенны ( $\dot{E}_S(x, y) = E_0$ ) эффективная площадь раскрыва совпадает с его геометрической площадью;

– чем больше неравномерность и несинфазность в распределении поля по раскрыву, тем меньший процент от геометрической площади раскрыва антенны составляет эффективная. Поэтому в общем случае эффективная площадь лежит в пределах от нуля до геометрической площади раскрыва:  $0 < A_{\text{эфф}} < S$ .

*Физический смысл эффективной площади раскрыва передающей антенны.* Это такая геометрическая площадь раскрыва апертурной антенны с равномерным и синфазным распределением поля в её раскрыве, при котором эта антенна создаёт в точке, находящейся в дальней зоне по направлению максимума ДН, такую же плотность потока мощности, как и реальная антенна с неравномерным и несинфазным распределением поля в её раскрыве. Величина, равная отношению ЭПР к геометрической площади раскрыва антенны, называется коэффициентом использования площади (КИП):

$$q = \frac{A_{\text{эфф}}}{S} \leq 1. \quad (1.13)$$

Этот коэффициент характеризует эффективность использования площади раскрыва апертурной антенны при излучении энергии электромагнитного поля и учитывает несинфазность и неравномерность возбуждения поверхности раскрыва.

### 1.3. ДИАПАЗОННЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН

*Диапазоном рабочих частот* (полосой пропускания) антенны называется интервал частот от  $f_{\min}$  до  $f_{\max}$ , в пределах которого все параметры антенны не выходят из заданных пределов:

$$\Delta f = f_{\max} - f_{\min}. \quad (1.14)$$

Диапазон рабочих частот антенны чаще всего выражают в процентах к средней частоте диапазона:

$$\frac{\Delta f}{f_{\text{cp}}} = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}} \cdot 2 \cdot 100\%. \quad (1.15)$$

Если  $\Delta f/f_{\text{cp}} < 10\%$ , то антенна – узкополосная;  
 если  $10\% < \Delta f/f_{\text{cp}} < 100\%$ , то антенна – широкополосная;  
 если  $\Delta f/f_{\text{cp}} > 100\%$ , то антенна – широкодиапазонная.

Диапазон рабочих частот широкодиапазонных антенн оценивают специальным параметром – коэффициентом перекрытия диапазона  $K_{\text{д}} = f_{\max}/f_{\min}$ .

В зависимости от типа антенны, характеристики и параметры, наиболее критичные к изменению частоты, будут различными. Так, например, для линейных антенн это входное сопротивление, для антенных решёток – как входное сопротивление, так и направление максимума главного лепестка ДН.

Под *поляризацией ЭМВ* понимают ориентацию в пространстве вектора напряжённости электрического поля относительно линии горизонта. При этом следует иметь в виду, что ЭМП в пространстве является разделённым, отсюда и термин – поляризация. Так как магнитная составляющая поля всегда располагается в плоскости, перпендикулярной электрической, то о ней в дальнейшем можно и не говорить.

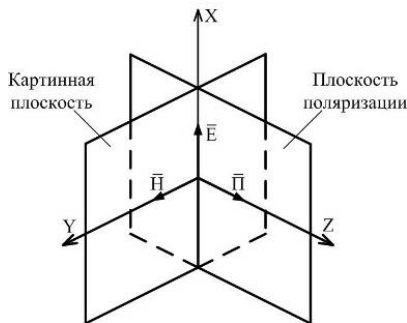


Рис. 1.3. Составляющие ЭМП

Плоскость, проходящую через вектор  $\mathbf{E}$  и направление распространения волны (вектор  $\mathbf{\Pi}$ ), называют *плоскостью поляризации*, а плоскость, проходящую через векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , – *картинной плоскостью* (рис. 1.3).

Различаются следующие виды поляризации:

– *линейная поляризация*, если плоскость поляризации не меняет своего положения в пространстве. Линейная поляризация может быть вертикальной, горизонтальной и наклонной;

– *вращающаяся поляризация*, если плоскость поляризации вращается вместе с вектором вокруг направления распространения с частотой колебаний ЭМП, т.е. делает один оборот за период колебаний.

При распространении ЭМВ с вращающейся поляризацией вектор  $\mathbf{E}$  вращается с угловой скоростью  $\omega = 2\pi f$ , совершая за один период высокочастотного колебания один оборот, и может изменять свою величину по гармоническому закону. При этом проекция конца вектора  $\mathbf{E}$  на картинную плоскость будет описывать в ней эллипс (рис. 1.4).

*Поляризационным эллипсом* (ПЭ) называют геометрическое место точек, которые являются проекциями конца вектора  $\mathbf{E}$  на картинную плоскость за один его оборот. Поляризация поля, излучаемого антенной, соответствующая этому случаю, называется эллиптической.

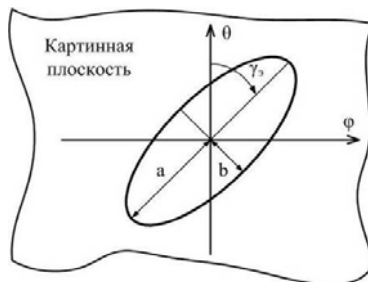


Рис. 1.4. Эллипс поляризации

Поляризационный эллипс характеризуется следующими параметрами:

– коэффициентом эллиптичности, равным отношению малой оси эллипса к большой,  $K_3 = b/a$ . В общем случае при эллиптической поляризации коэффициент эллиптичности зависит от угловых координат точки наблюдения, т.е.

$$K_3 = K_3(\theta, \varphi); \quad (1.16)$$

– углом наклона поляризационного эллипса – т.е. углом между большой осью эллипса и вертикальной осью выбранной системы координат  $\gamma_3$ ;

– направлением вращения вектора  $\mathbf{E}$ , которое определяется, глядя вслед уходящей волне. При этом под поляризацией правого вращения подразумевают вращение вектора  $\mathbf{E}$  по часовой стрелке, тогда коэффициент эллиптичности принимает положительные значения,  $0 < K_3 < 1$ . При поляризации левого вращения (вектор вращается против часовой стрелки) коэффициент эллиптичности отрицателен,  $-1 < K_3 < 0$ . При  $K_3 = 0$  эллипс вырождается в прямую линию, и поле имеет линейную поляризацию.

Поляризационная характеристика (ПХ) – это зависимость ЭДС в приёмной антенне с линейной поляризацией, принимающей ЭМВ рассматриваемой передающей антенны, от угла её поворота в картинной плоскости. Таким образом, поляризационный эллипс вписан в ПХ. На рисунке 1.5 представлены поляризационные характеристики антенн для различных видов поляризации.

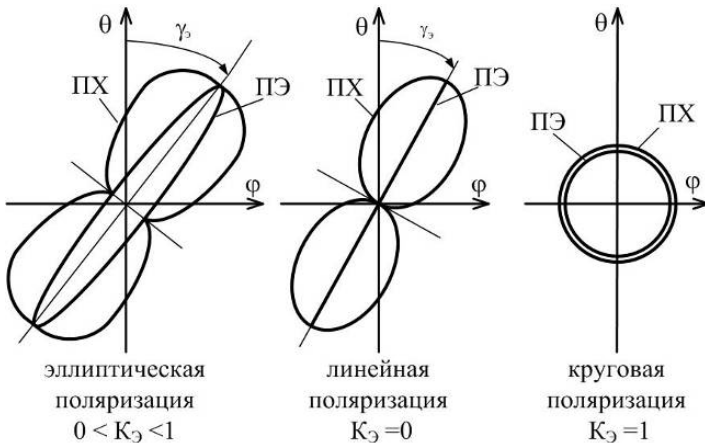


Рис. 1.5. ПХ антенн для различных видов поляризации

#### 1.4. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННЫ

На практике любой антенне присуще свойство концентрации энергии излучаемых ею ЭМВ в определённой области пространства (фокусирование энергии радиоволн). Для описания направленных свойств антенны используют специальные характеристики и параметры. К таким характеристикам относятся диаграммы направленности (ДН) передающей антенны по напряжённости поля и по плотности потока мощности, а к параметрам – ширина диаграммы направленности, уровень боковых лепестков ДН, коэффициент направленного действия (КНД) и коэффициент усиления (КУ).

Понятие о ДН передающей антенны вводится в целях выяснения проблемы о распределении в пространстве энергии, излучаемой антенной. При этом различают *ДН по напряжённости поля* или *по мощности*. Но следует заметить, что они между собой жёстко связаны.

ДН по напряжённости поля – это зависимость амплитуды напряжённости электромагнитного поля, излучаемого антенной, от угловых координат в пространстве при одинаковом расстоянии до неё. Причём выбор расстояния ограничен требованием нахождения измерителя в дальней зоне (зоне излучения) антенны:

$$r \gg (2L_A^2)/\lambda, \quad (1.17)$$

где  $L_A$  – наибольший габаритный размер антенны.

Обозначается ненормированная ДН следующим образом:

$$E = E(\theta, \varphi) = f^E(\theta, \varphi); \quad H = H(\theta, \varphi) = f^H(\theta, \varphi) \quad \text{при } r = \text{const}, \quad (1.18)$$

где  $\theta$ ,  $\varphi$  и  $r$  – координаты точки наблюдения в сферической системе координат (рис. 1.2).

На практике при изучении ЭМП в дальней зоне антенны ограничиваются рассмотрением только ДН по электрической составляющей ЭМП –  $E(\theta, \varphi)$ , так как величины  $E$  и  $H$  связаны между собой волновым сопротивлением свободного пространства:  $W_0 = 377 \text{ Ом}$ ,  $H = E / W_0$ .

*ДН по плотности мощности* – это зависимость плотности потока мощности ЭМП, излучаемого антенной, от угловых координат в пространстве.

Ненормированная ДН по мощности обозначается следующим образом:

$$\Pi = \Pi(\theta, \varphi) = f^2(\theta, \varphi) \quad \text{при } r = \text{const}. \quad (1.19)$$

*Плотность потока мощности* – это поток электромагнитной энергии в единицу времени (1 с) через площадку в 1 м. Ему соответствует физический смысл модуля вектора Умова–Пойнтинга

$$\Pi = |\vec{\Pi}| = \frac{1}{2} EH = \frac{1}{2} \frac{E^2}{W_0} = \frac{E^2}{240\pi}. \quad (1.20)$$

Таким образом, ДН антенны по мощности равна квадрату её ДН по напряжённости поля.

При сравнении нескольких ДН между собой более удобно пользоваться не их абсолютными значениями, а относительными. Тогда при графическом представлении все они будут иметь одну общую точку, соответствующую максимуму излучения и численно равную 1. Нормированная ДН по напряжённости обозначается следующим образом:

$$F^E(\theta, \varphi) = \frac{E(\theta, \varphi)}{E_{\max}}; \quad F^H(\theta, \varphi) = \frac{H(\theta, \varphi)}{H_{\max}} \quad \text{при } r = \text{const}, \quad (1.21)$$

где  $E_{\max}$  или  $H_{\max}$  – напряжённости электрического или магнитного полей в направлении максимального излучения соответственно.

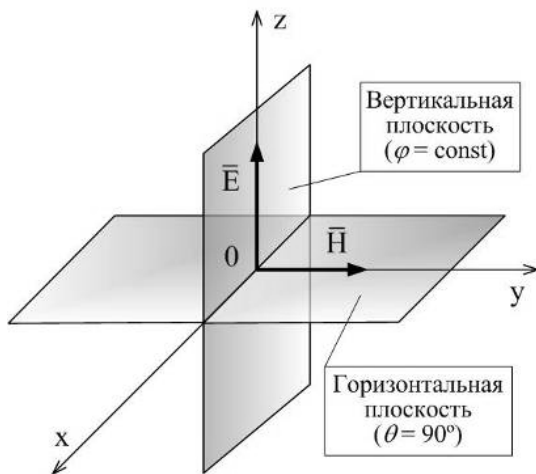
Аналогично можно записать выражение для нормированной ДН по мощности:

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{\Pi(\theta, \varphi)}{\Pi_{\max}} = \frac{E^2(\theta, \varphi)}{E^2_{\max}} \quad \text{при } r = \text{const}. \quad (1.22)$$

Зная нормированные ДН, можно, обратив задачу, определить напряжённость поля и плотность потока мощности в произвольном направлении:

$$E(\theta, \varphi) = E_{\max} F^E(\theta, \varphi); \quad H(\theta, \varphi) = H_{\max} F^H(\theta, \varphi); \quad \Pi(\theta, \varphi) = \Pi_{\max} F^2(\theta, \varphi). \quad (1.23)$$

Любая ДН в пространстве представляет собой замкнутую поверхность, расстояния до всех точек которой от начала выбранной системы координат пропорциональны значениям  $F(\theta, \varphi)$  или  $F^2(\theta, \varphi)$ . На практике изображение пространственной ДН антенны на плоскости как в сферической, так и в прямоугольной системе координат, затруднено, так как отдельные участки пространственной ДН затеняют друг друга.



**Рис. 1.6.** Главные плоскости сечения пространственной ДН антенны

Поэтому на плоскости обычно изображают сечения объёмной ДН двумя взаимно перпендикулярными плоскостями (рис. 1.6): вертикальной (для которой  $\varphi = \text{const}$ ); горизонтальной (для которой  $\theta = \pi/2$ ).

Для большей наглядности секущие плоскости проводят через направление главного максимума ДН. При этом систему координат целесообразно располагать относительно антенны так, чтобы одна из секущих плоскостей содержала бы в себе вектор  $\mathbf{E}$  излучаемого антенной электромагнитного поля. Тогда другая автоматически будет совпадать с положением вектора  $\mathbf{H}$ . В этом случае ДН будут при изображении соответственно называться:

- ДН в  $E$ -плоскости  $f^E(\theta)$ , если секущая плоскость содержит вектор  $\mathbf{E}$ ;
- ДН в  $H$ -плоскости  $f^H(\varphi)$ , если секущая плоскость содержит вектор  $\mathbf{H}$ .

Такие плоские сечения пространственной ДН можно изображать в прямоугольной или в полярной системе координат. Выбор системы координат определяется пользователем исходя из удобства и наглядности изображения ДН.

В полярной системе координат изображают, как правило, ДН слабонаправленных антенн. Преимуществом изображения ДН в этой системе является наглядное представление пространственного распределения излучаемой антенной электромагнитной энергии (рис. 1.7).

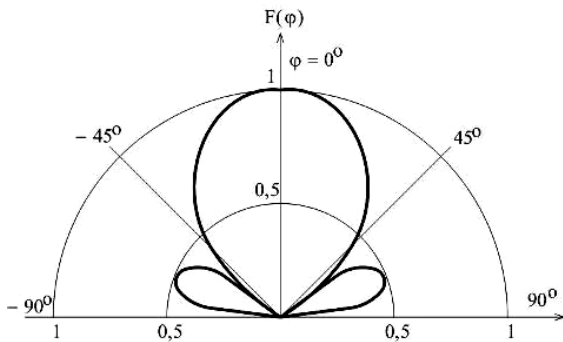
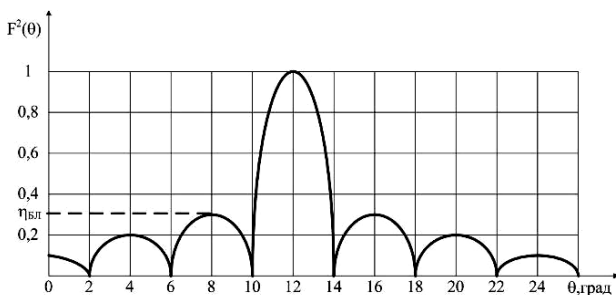
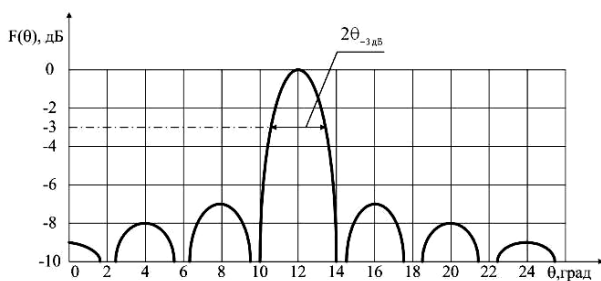


Рис. 1.7. ДН в полярной системе координат



а)



б)

Рис. 1.8. Нормированная ДН в прямоугольной системе координат:  
а – линейный масштаб; б – логарифмический масштаб

Недостатком является малая наглядность при изображении ДН узконаправленных антенн, так как масштаб по углу в полярной системе координат произвольно изменяться не может.



ДН многих реальных антенн имеет многолепестковый характер. Наибольший по величине лепесток называют *главным*, меньшие – *боковыми*. Для изображения узконаправленных ДН целесообразно использовать прямоугольную систему координат. В этом случае можно выбрать только интересующий нас сектор углов и представить его на оси абсцисс в произвольном удобном масштабе. Это даёт возможность детально воспроизвести главный лепесток ДН и соседние с ним боковые (рис. 1.8).

Часто ДН антенны изображают в прямоугольной системе координат с логарифмическим масштабом по оси ординат. Так поступают при изображении ДН с узким основным лепестком и малым уровнем боковых лепестков (рис. 1.8, б).

ДН по напряжённости и по мощности в таких условиях совпадают:

$$F_{\text{дБ}}(\theta) = 10\lg[F^2(\theta)] = 20\lg[F(\theta)]. \quad (1.24)$$

### 1.5. ШИРИНА ГЛАВНОГО ЛЕПЕСТКА И УРОВЕНЬ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ

Ширина ДН (главного лепестка) определяет степень концентрации излучаемой электромагнитной энергии.

*Ширина ДН* – это угол между двумя направлениями в пределах главного лепестка, в которых амплитуда напряжённости электромагнитного поля составляет уровень 0,707 от максимального значения (или уровень 0,5 от максимального значения по плотности мощности).

Ширина ДН обозначается так:

$2\theta_{0,5}$  – это ширина ДН по мощности на уровне 0,5;

$2\theta_{0,707}$  – ширина ДН по напряжённости на уровне 0,707.

Индексы  $E$  или  $H$ , изображённые выше, означают ширину ДН в соответствующей плоскости:  $2\theta_{0,707}^E$ ,  $2\theta_{0,5}^H$ . Уровню 0,5 по мощности соответствует уровень 0,707 по напряжённости поля или уровень – 3 дБ в логарифмическом масштабе:

$$10\lg(0,5) = 20\lg(0,707) = -3 \text{ дБ}.$$

Ширина ДН одной и той же антенны, представленная по напряжённости поля, по мощности или в логарифмическом масштабе и измеренная на соответствующих уровнях, будет одинаковой:

$$2\theta_{0,5} = 2\theta_{0,707} = 2\theta_{-3 \text{ дБ}}.$$

Экспериментально ширина ДН легко находится по графику ДН, изображённой в той или иной системе координат (рис. 1.8, б).

*Уровень боковых лепестков ДН* определяет степень побочного излучения антенной электромагнитного поля. Он влияет на скрытность работы радиотехнического устройства и на качество электромагнитной совместимости с ближайшими радиоэлектронными системами.

*Относительный уровень бокового лепестка* – это отношение амплитуды напряжённости поля в направлении максимума бокового лепестка к амплитуде напряжённости поля в направлении максимума главного лепестка:

$$\eta_{\text{б.л}} = \frac{E_{\text{max б.л}}}{E_{\text{max г.л}}} . \quad (1.25)$$

На практике этот уровень выражают в абсолютных единицах либо в децибелах. Наибольший интерес представляет уровень первого бокового лепестка (рис. 1.8, а). Иногда оперируют усреднённым уровнем боковых лепестков.

## 1.6. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННЫ

*Коэффициент направленного действия* (КНД) количественно характеризует направленные свойства реальной антенны по сравнению с эталонной антенной, представляющей собой совершенно ненаправленный (изотропный) излучатель с ДН в виде сферы:

$$F_{\text{э}}(\theta, \varphi) = F_{\text{э}}^2(\theta, \varphi) = 1 .$$

КНД – это число, показывающее, во сколько раз плотность потока мощности  $\Pi(\theta, \varphi)$  реальной (направленной) антенны больше плотности потока мощности  $\Pi_{\text{э}}(\theta, \varphi)$  эталонной (ненаправленной) антенны для этого же направления и на том же удалении при условии, что мощности излучения антенн одинаковы:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{\Pi(\theta, \varphi)}{\Pi_{\text{э}}} \quad \text{при } P_{\Sigma} = P_{\Sigma_{\text{э}}} . \quad (1.26)$$

С учётом (1.5) можно получить:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{\Pi_{\text{max}}}{\Pi_{\text{э}}} F^2(\theta, \varphi) = D_0 F^2(\theta, \varphi) , \quad (1.27)$$

где  $D_0$  – КНД в направлении максимального излучения.

На практике, говоря о КНД антенны, подразумевают значение  $D_0$ , которое полностью определяется диаграммой направленности антенны:

$$D_0 = \frac{4\pi}{\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\varphi d\theta}. \quad (1.28)$$

В инженерных расчётах пользуются приближённой эмпирической формулой, связывающей КНД с шириной ДН антенны в главных плоскостях:

$$D_0 = \frac{(35 \dots 45) \cdot 10^3}{2\theta_{0,5}^E \cdot 2\theta_{0,5}^H}. \quad (1.29)$$

Так как на практике затруднительно определить мощность излучения антенны (а тем более выполнить условие равенства мощностей излучения эталонной и реальной антенн), то вводят понятие *коэффициента усиления* (КУ) антенны, который учитывает не только фокусирующие свойства антенны, но и её возможности по преобразованию одного вида энергии в другой. Это выражается в том, что в определении, аналогичном КНД, изменяется условие, причём очевидно, что коэффициент полезного действия эталонной антенны равен единице:

$$G(\theta, \varphi) = \frac{\Pi(\theta, \varphi)}{\Pi_0} \quad \text{при } P_A = P_{A_0}, \quad (1.30)$$

где  $P_A$  – мощность, подведённая к антенне.

Отсюда можно сформулировать определение коэффициента усиления передающей антенны.

Коэффициент усиления – это число, показывающее, во сколько раз плотность потока мощности  $\Pi(\theta, \varphi)$  реальной (направленной) антенны больше плотности потока мощности  $\Pi_0(\theta, \varphi)$  эталонной (ненаправленной) антенны для этого же направления и на том же удалении при условии, что мощности, подведённые к антеннам, одинаковы.

Тогда коэффициент усиления выражается через коэффициент направленного действия следующим образом:

$$G(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi)\eta_A, \quad (1.31)$$

где  $\eta_A$  – коэффициент полезного действия антенны.

На практике используют  $G_0$  – коэффициент усиления антенны в направлении максимального излучения.

## 1.7. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

*Фазовая диаграмма направленности* – это зависимость фазы электромагнитного поля, излучаемого антенной, от угловых координат.

Так как в дальней зоне антенны векторы поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  синфазны, то и фазовая ДН в одинаковой степени относится к электрической и магнитной составляющей ЭМП, излучаемого антенной. Обозначается фазовая ДН следующим образом:

$$\Psi = \Psi(\theta, \varphi) \quad \text{при} \quad r = \text{const.}$$

Если  $\Psi(\theta, \varphi) = \text{const}$  при  $r = \text{const}$ , то это означает, что антенна формирует фазовый фронт волны в виде сферы. Центр этой сферы, в котором находится начало системы координат, называют *фазовым центром антенны* (ФЦА) (рис. 1.9). Следует отметить, что фазовый центр имеют не все антенны.

У антенн, имеющих фазовый центр и многолепестковую амплитудную ДН с чёткими нулями между ними, фаза поля в соседних лепестках отличается на  $\pi$  ( $180^\circ$ ). Взаимосвязь между амплитудной и фазовой диаграммами направленности одной и той же антенны иллюстрируется рис. 1.9.

Так как направление распространения ЭМВ и положение её фазового фронта взаимно перпендикулярны в каждой точке пространства, то, измеряя положение фазового фронта волны, можно косвенно определить направление на источник излучения (пеленгование фазовыми методами).

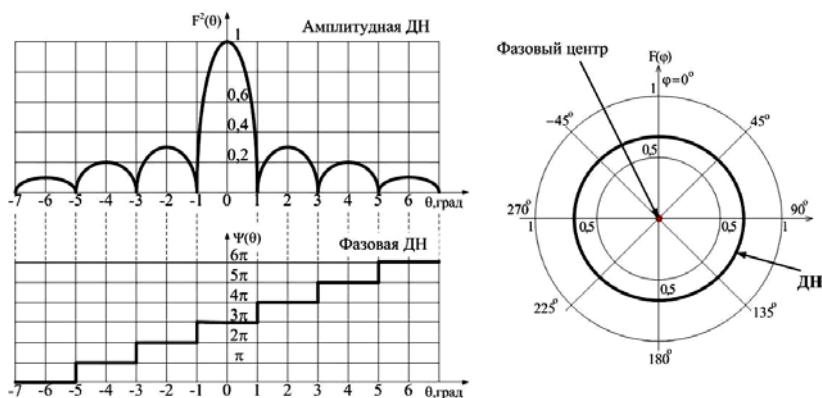


Рис. 1.9. Взаимосвязь между амплитудной и фазовой ДН

## 2. РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПРИЁМНЫХ АНТЕНН

### 2.1. ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ ПРИЁМА

Процесс приёма заключается в преобразовании радиоволн, пришедших в точку расположения приёмной антенны, в направляемые ЭМВ, воздействующие на входное устройство приёмника. Это преобразование выполняется приёмной антенной. Поскольку приёмная антенна является металлической конструкцией, то необходимо рассмотреть электрические процессы в проводнике бесконечной проводимости, находящемся в переменном электромагнитном поле. Вначале для простоты рассуждений можно полагать, что выходные зажимы приёмной антенны закорочены (рис. 2.1).

Очевидно, что при подходе радиоволны к приёмной антенне повсюду на её поверхности должно выполняться идеальное граничное условие для тангенциальной компоненты электрического поля  $\vec{E}_\tau = 0$ , что приведёт к искривлению силовых линий напряжённости электрического поля у поверхности антенны. Это искривление можно трактовать как результат наложения первичного поля  $\vec{E}_{\tau \text{ перв}}$  и вторичного  $\vec{E}_{\tau \text{ втор}}$ , созданного токами, наведёнными на поверхности приёмной антенны первичным полем. Причём токи на поверхности приёмной антенны будут такими, что созданное ими вторичное поле не приведёт к изменению граничного условия, т.е. условие

$$\vec{E}_\tau = \vec{E}_{\tau \text{ перв}} + \vec{E}_{\tau \text{ втор}} = 0 \quad (2.1)$$

будет по-прежнему выполняться везде на поверхности приёмной антенны. Вторичное поле распространяется во все стороны от возбудившей его поверхности приёмной антенны. Этот процесс называется процессом переизлучения и при отсутствии потерь в антенне энергия поверхностных токов полностью переходит в энергию переизлучённого поля.

Если к зажимам приёмной антенны присоединить линию передачи, то наведённые в ней поверхностные токи воз-

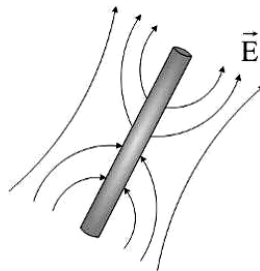


Рис. 2.1. Взаимодействие антенны и ЭМП

будут в линии передачи (ЛП) направляемые ЭМВ. В этом случае энергия возбуждения поверхностных токов будет расходоваться как на создание вторичного поля переизлучения, так и на создание в ЛП направляемых ЭМВ, которые поглощаются в приёмнике. Однако как бы тщательно ни конструировались приёмная антенна, линия передачи и приёмник, энергия поверхностных токов приёмной антенны в реальных условиях не может быть полностью передана в приёмник. Часть энергии этих токов неизбежно рассеивается на переизлучение, так как процесс приёма неизбежно приводит к искажению ЭМП, т.е. к возникновению вторичного поля. В случае идеального согласования и отсутствия потерь в приёмной антенне ровно половина энергии поверхностных токов затрачивается на создание переизлучённого поля.

## 2.2. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИЁМНОЙ АНТЕННЫ И ЕЁ ПАРАМЕТРЫ

Приёмные антенны, так же как и передающие, характеризуются аналогичными показателями двух видов. Причём большинство характеристик и параметров приёмных антенн полностью соответствуют характеристикам и параметрам передающих антенн, хотя их физический смысл, как правило, совершенно иной. Кроме этого, приёмные антенны характеризуются специфическими параметрами, которые присущи только им.

Характеристикой, описывающей направленные свойства приёмной антенны, является ДН. При этом различают ДН приёмной антенны *по напряжению* и *по мощности*, которые жёстко связаны между собой.

В режиме приёма *ДН по напряжению* – это зависимость ЭДС на входных зажимах антенны от направления прихода ЭМВ,  $\varepsilon_A = \varepsilon_A(\theta, \varphi)$ .

Нормированная ДН по напряжению равна

$$F(\theta, \varphi) = \frac{\varepsilon_A(\theta, \varphi)}{\varepsilon_{A \max}}, \quad (2.2)$$

где  $\varepsilon_A(\theta, \varphi)$  – амплитуда ЭДС, наведённой в антенне, при произвольном направлении прихода ЭМВ;  $\varepsilon_{A \max}$  – амплитуда ЭДС в антенне в направлении максимального приёма.

Так как входные зажимы имеют только антенны линейного типа, то ДН по напряжению относится только к ним.

Для приёмных антенн апертурного типа используют понятие ДН по мощности.

*ДН по мощности* – это зависимость активной мощности, выделяемой на входе приёмного устройства, от направления прихода ЭМВ,  $P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}}(\theta, \varphi)$ .

Так как мощность в цепи электрического тока пропорциональна квадрату напряжения в цепи, то ДН по мощности равна квадрату ДН по напряжению:

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{P_{\text{пр}}(\theta, \varphi)}{P_{\text{пр max}}} = \frac{\varepsilon_A^2(\theta, \varphi)}{\varepsilon_{A \text{ max}}^2}. \quad (2.3)$$

Графическое представление ДН приёмных антенн аналогично передающим.

*Основными параметрами приёмной антенны*, характеризующими её направленность и эффективность, являются КНД и коэффициент усиления.

*КНД приёмной антенны* – это число, показывающее, во сколько раз активная мощность на входе приёмника при данной антенне будет больше активной мощности на его входе в случае применения ненаправленной эталонной антенны. При этом обе антенны согласованы с приёмным устройством и не имеют потерь:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\text{пр}}(\theta, \varphi)}{P_{\text{прэ}}} \quad \text{при } \eta_A = \eta_э = 1 \quad \text{и} \quad \text{КБВ}_A = \text{КБВ}_э = 1. \quad (2.4)$$

Таким образом, КНД антенны в режиме приёма характеризует энергетический выигрыш для приёмного устройства за счёт направленных свойств антенны. При приёме с максимума ДН КНД антенны максимален и обозначается  $D_0$ .

*Коэффициент усиления приёмной антенны* – это число, показывающее, во сколько раз активная мощность на входе приёмника при данной антенне будет больше активной мощности на его входе в случае применения ненаправленной антенны. При этом реальная антенна в общем случае не согласована с приёмным устройством и имеет тепловые потери:

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{\text{пр}}(\theta, \varphi)}{P_{\text{прэ}}} \quad \text{при } \eta_A < 1; \eta_э = 1 \quad \text{и} \quad \text{КБВ}_A < 1; \text{КБВ}_э = 1. \quad (2.5)$$

Ширина ДН приёмной антенны и уровень боковых лепестков имеют такой же физический смысл, какой эти параметры имели применительно к передающей антенне.

### 2.3. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПРИЁМНОЙ АНТЕННЫ, ЕЁ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Антенна в режиме приёма по отношению к радиоприёмному устройству может рассматриваться как генератор переменной комплексной ЭДС –  $\dot{\epsilon}_A$ . При этом в качестве внутреннего сопротивления такого источника и выступает внутреннее сопротивление антенны:

$$\dot{Z}_A = R_A + jX_A. \quad (2.6)$$

Оно в общем случае является комплексным и включает в себя активную  $R_A$  и реактивную  $X_A$  составляющие.

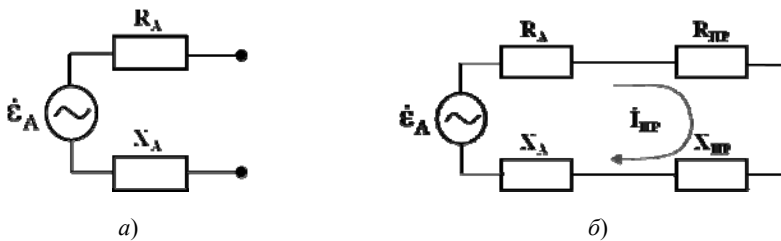
Тогда эквивалентная схема приёмной антенны может иметь вид, представленный на рис. 2.2, *a*.

В свою очередь, активное сопротивление приёмной антенны равно

$$R_A = R_\Sigma + R_{\text{п}}, \quad (2.7)$$

где  $R_\Sigma$  – сопротивление переизлучения, которое характеризует переизлучённую антенной мощность при короткозамкнутых входных зажимах (при этом наведённая в антенне энергия в приёмное устройство не поступает);  $R_{\text{п}}$  – сопротивление активных потерь в антенне – характеризует активную мощность тепловых потерь;  $X_A$  – реактивное сопротивление – характеризует мощность реактивных полей вблизи антенны.

При подключении антенны к РПУ активная мощность, характеризующая сопротивлением переизлучения, будет перераспределяться. Часть этой мощности по-прежнему переизлучается антенной, а другая – выделяется во входной цепи приёмника. При условии идеального согласования приёмной антенны с РПУ и отсутствии в ней потерь половина мощности переизлучается, а половина – выделяется во входной цепи РПУ.



**Рис. 2.2. Эквивалентная схема приёмной антенны:**

*a* – антенна с разомкнутыми зажимами; *б* – антенна подключена к приёмнику



Входная цепь приёмника, в общем случае как нагрузка для антенны, может иметь комплексное сопротивление

$$\dot{Z}_{\text{пр}} = R_{\text{пр}} + jX_{\text{пр}}. \quad (2.8)$$

При этом эквивалентная схема приёмной антенны совместно с входной цепью приёмника будет иметь вид, представленный на рис. 2.2, б.

Исходя из эквивалентной схемы приёмной антенны можно определить ток, протекающий через входную цепь РПУ:

$$\dot{I}_{\text{пр}} = \frac{\dot{\varepsilon}_A}{\dot{Z}_A + \dot{Z}_{\text{пр}}}. \quad (2.9)$$

Активная мощность, выделяемая во входной цепи приёмника, равна

$$P_{\text{пр}} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}}^2 R_{\text{пр}}, \quad (2.10)$$

где  $I_{\text{пр}}$  – амплитуда тока на входных зажимах приёмного устройства.

На основании закона Ома для полной цепи можно найти  $I_{\text{пр}}$ :

$$I_{\text{пр}} = \frac{\varepsilon_A}{\sqrt{(R_A + R_{\text{пр}})^2 + (X_A + X_{\text{пр}})^2}}. \quad (2.11)$$

Здесь  $\varepsilon_A = |\dot{\varepsilon}_A|$  – амплитуда ЭДС на входных зажимах антенны.

Тогда

$$I_{\text{пр}}^2 = \frac{\varepsilon_A^2}{(R_A + R_{\text{пр}})^2 + (X_A + X_{\text{пр}})^2}. \quad (2.12)$$

Если приёмная антенна полностью согласована с приёмником, т.е. выполняются равенства:  $R_A = R_{\text{пр}}$ ,  $X_A = -X_{\text{пр}}$ , то мощность, выделяющаяся во входной цепи приёмника, принимает значение, которое равно

$$P_{\text{пр}} = \frac{\varepsilon_A^2}{8R_A}. \quad (2.13)$$

Если антенна не имеет потерь и полностью согласована с приёмником, а приём ведётся с направления максимума ДН приёмной антенны, то мощность, отдаваемая приёмной антенной во входную цепь РПУ, будет максимальна:

$$P_{\text{пр max}} = \frac{\varepsilon_A^2 \text{max}}{8R_A}. \quad (2.14)$$

Если антенна не согласована с приёмником, то выделяемая на его входе мощность, очевидно, будет меньше:

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр max}} \frac{4\text{КБВ}}{(1 + \text{КБВ})^2}, \quad (2.15)$$

где КБВ – коэффициент бегущей волны в линии передачи.

Таким образом, для повышения активной мощности, отдаваемой приёмной антенной во входную цепь приёмного устройства, необходимо вести приём с максимума ДН и обеспечить полное согласование приёмной антенны с приёмным устройством (с линией передачи).

*Действующая длина приёмной антенны* – это коэффициент, имеющий размерность длины, который связывает между собой амплитуду напряжённости поля в точке приёма с направлением максимального приёма и ЭДС на зажимах антенны:

$$\varepsilon_{A \text{ max}} = l_{\text{д}} E_{\text{max}}. \quad (2.16)$$

Этот параметр относится только к антеннам линейного типа и характеризует их энергетическую эффективность по преобразованию энергии электромагнитного поля в энергию токов высокой частоты. Действующая длина приёмной антенны зависит от её геометрической длины и от закона распределения амплитуды и фазы тока по антенне  $\dot{I}(z)$ :

$$l_{\text{д}} = \frac{1}{I_{\text{A}}} \int_{z=0}^l \dot{I}(z) dz. \quad (2.17)$$

Из данного выражения следует:

– зная геометрическую длину линейной антенны  $l$  и закон распределения тока по ней  $\dot{I}(z)$ , можно аналитически определить действующую длину;

– при равномерном и синфазном законах распределения амплитуды тока по антенне ( $\dot{I}(z) = I_{\text{A}} = \text{const}$ ) действующая длина совпадает с геометрической  $l_{\text{д}} = l$ ;

– чем больше неравномерность и несинфазность в распределении тока вдоль антенны, тем меньший процент от геометрической длины составляет действующая. Поэтому в общем случае действующая длина лежит в пределах

$$0 < l_{\text{д}} < l.$$

Физический смысл действующей длины приёмной антенны. Это такая геометрическая длина линейной антенны с равномерным и синфазным распределением тока вдоль неё, при которой эта антенна создаёт на зажимах максимальную ЭДС, равную максимальной ЭДС, созданной реальной антенной с неравномерным и несинфазным распределением тока по длине (рис. 2.3).

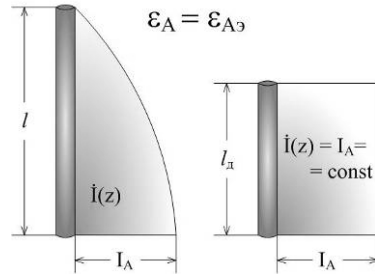


Рис. 2.3. Физический смысл действующей длины антенны

В свою очередь, закон распределения тока антенны в режиме приёма зависит от типа антенны и её конструктивного исполнения. В общем случае он определяется путём решения электродинамической задачи взаимодействия электромагнитного поля с проводящей поверхностью, имеющей форму и размеры антенны. При этом в любой точке поверхности должно выполняться идеальное граничное условие  $\vec{E}_\tau = 0$ .

Эффективная площадь раскрыва приёмной антенны (ЭПР) – это коэффициент, имеющий размерность площади, который связывает между собой плотность потока мощности приходящей электромагнитной волны с направления максимального приёма и активную мощность, выделяемую в согласованной с антенной нагрузке:

$$P_{\text{пр max}} = A_{\text{эфф}} \Pi_{\text{max}} \quad (2.18)$$

Этот параметр относится только к антеннам апертурного типа и характеризует их энергетическую эффективность по преобразованию энергии электромагнитного поля, падающей на раскрыв ЭМВ, в энергию токов высокой частоты направляемой ЭМВ в линии передачи. ЭПР приёмной антенны зависит от её геометрической площади и от закона распределения амплитуды и фазы поля по раскрытию антенны  $\dot{E}_S(x, y)$ :

$$A_{\text{эфф}} = \frac{\left| \int_S \dot{E}_S(x, y) dS \right|^2}{\int_S |\dot{E}_S(x, y)|^2 dS} \quad (2.19)$$

Из данного выражения следует:

– зная геометрическую площадь приёмной антенны  $S$  и закон распределения амплитуды и фазы поля по её раскрытию  $\dot{E}_S(x, y)$ , можно аналитически определить эффективную площадь;

– при равномерном и синфазном законах распределения поля в раскрытии апертурной антенны ( $\dot{E}_S(x, y) = E_0 = \text{const}$ ) ЭПР совпадает с геометрической площадью раскрытия,  $A_{\text{эфф}} = S$ ;

– чем больше неравномерность и несинфазность в распределении поля по раскрытию, тем меньший процент от геометрической площади антенны составляет эффективная. Поэтому в общем случае ЭПР лежит в пределах

$$0 < A_{\text{эфф}} < S .$$

*Физический смысл ЭПР приёмной антенны.* Это такая геометрическая площадь раскрытия апертурной антенны с равномерным и синфазным распределением поля в её раскрытии, при котором эта антенна создаёт в согласованной с ней нагрузке активную мощность, равную активной мощности, созданной реальной антенной с неравномерным и несинфазным распределением поля в её раскрытии (рис. 2.4).

На практике эффективная площадь всегда меньше геометрической площади раскрытия, так как практически используемые апертурные антенны имеют неравномерное амплитудно-фазовое распределение поля по раскрытию.

*Шумовая температура приёмной антенны.* Этот параметр вводят только для приёмных антенн. Причём его значение является во многом определяющим, если антенна используется в сочетании с высокочувствительным РПУ. В этом случае антенна по отношению к последнему выступает не только как генератор сигналов, но и как источник шума (пассивных помех).

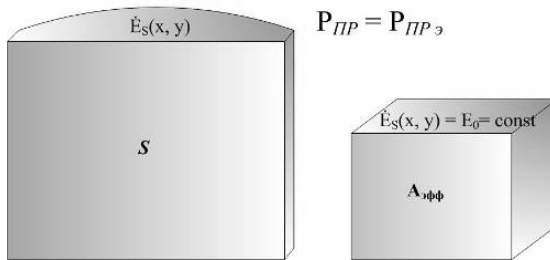


Рис. 2.4. Эффективная площадь раскрытия приёмной антенны

Под воздействием переменных полей промышленных электро- и радиоустановок, грозových разрядов в атмосфере, а также теплового излучения Земли и источников космического излучения в антенне будет наводиться ЭДС, зависящая от мощности всех внешних помех и их пространственного распределения относительно антенны.

По аналогии с законом, связывающим мощность шумов и полосу пропускания (формула Найквиста), мощность шумов в приёмной антенне примет вид

$$P_{\text{ш}} = kT_A \Delta f, \quad (2.20)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \left[ \frac{\text{Вт} \cdot \text{с}}{\text{град}} \right]$  – постоянная Больцмана;  $T_A$  – шумовая температура антенны. Она определяется следующим образом:

$$T_A = \frac{D_0}{4\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) T_{\text{я}}(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\varphi d\theta \quad (2.21)$$

и зависит от КНД антенны  $D_0$  и распределения яркостной температуры в пространстве  $T_{\text{я}}(\theta, \varphi)$ , характеризующей распределение интенсивности внешних помех.

Таким образом, шумовую температуру приёмной антенны в значительной степени определяет расположение ДН антенны по отношению к источникам шумов (излучений). Как правило, тепловое излучение Земли и в значительной степени атмосферы воздействует по боковым лепесткам ДН. Если главный лепесток ДН направлен в сторону источников космического излучения (например, в системах космической связи, ионосферной радиосвязи), то шумовая температура антенны значительно увеличивается. Помимо направления, распределение яркостной температуры зависит ещё и от диапазона рабочих частот. Определяется яркостная температура по специальным графикам. В общем случае собственные шумы антенны определяются сопротивлением потерь антенны, температуру которой нужно считать равной температуре окружающей среды. При этом можно считать, что если в «поле зрения» антенны нет мощных дискретных источников космического радиоизлучения, то составляющая шумовой температуры за счёт космического шума равна примерно 5 К, за счёт шумов атмосферы – приблизительно 15 К, за счёт приёма теплового радиоизлучения Земли по боковым и задним лепесткам ДН – примерно 3 К.

## 2.4. ПОНЯТИЕ О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ, ЧАСТОТНОЙ И ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СОГЛАСОВАННОСТИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЁМНОЙ АНТЕНН

Под *пространственной согласованностью* антенн понимают их взаимное расположение в пространстве, при котором их ДН направлены навстречу друг другу и обеспечивают максимально выигрышную передачу энергии ЭМВ. При этом подразумевается, что одна антенна – передающая, другая – приёмная. Очевидно, что при узконаправленных антеннах требование к взаимному расположению антенн должно быть жёстким.

Под *частотной согласованностью* антенн понимают их способность работать в одинаковом частотном диапазоне. Если антенны работают в разных частотных диапазонах, то частотная согласованность при этом не обеспечивается. Хотя в приёмной антенне под воздействием электромагнитного поля с другой частотой (являющегося помеховым) наводится ЭДС, но мощность данного сигнала на входе приёмного устройства будет намного меньше из-за плохого согласования антенны с фидерным трактом.

Под *поляризационной согласованностью* антенн понимают их способность работать с одинаковой поляризацией поля ЭМВ. Исходя из принципа взаимности, поляризационные свойства приёмной антенны полностью определяются поляризационными параметрами этой же антенны в режиме передачи. Следовательно, если взять две одинаковые антенны – одну в качестве приёмной, а другую как передающую и расположить их идентично в пространстве, то поляризационная согласованность этих антенн будет достигнута автоматически (рис. 2.5, а).

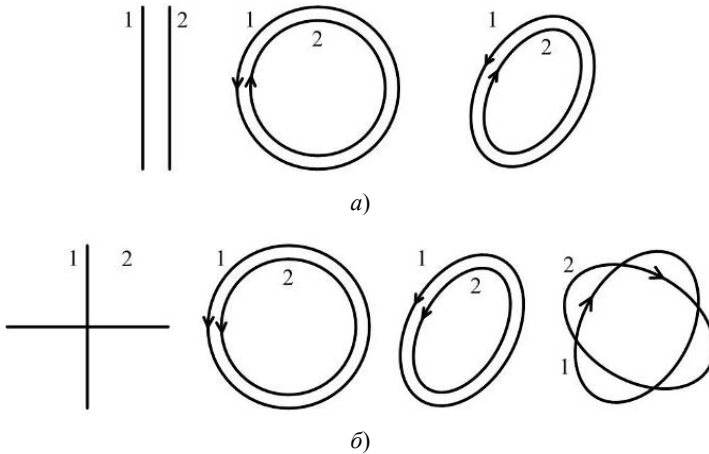
Это позволяет сформулировать следующие условия полной поляризационной согласованности:

- коэффициенты эллиптичности передающей и приёмной антенн должны быть равны по модулю;
- углы наклона поляризационных эллипсов передающей и приёмной антенн должны быть равны;
- направления вращения векторов поля должны быть встречными, если оба эллипса поляризации рассматриваются со стороны какой-либо одной антенны.

Для оценки эффективности приёма волн любой поляризации вводится коэффициент поляризационной эффективности:

$$K_{п.э} = K_{п.э}(K_{э1}, K_{э2}, \Delta\gamma), \quad (2.22)$$

где  $K_{э1}$  и  $K_{э2}$  – коэффициенты эллиптичности антенн;  $\Delta\gamma$  – разностный угол наклона эллипсов.



**Рис. 2.5. Варианты расположения поляризационных эллипсов передающей (1) и приёмной (2) антенн:**  
*a* – поляризационно-согласованные; *б* – поляризационно-развязанные

В случае полной поляризационной согласованности, при прочих равных условиях в приёмной линейной антенне ЭМВ будет наводить максимальную ЭДС, а в антенне апертурного типа будет максимальной выходная мощность. И наоборот, подбирая поляризационные свойства антенны под структуру поляризации помеховой ЭМВ, можно существенно ослабить её воздействие на приёмную антенну. Если ЭДС в приёмной линейной антенне будет равна 0 (или в антенне апертурного типа – выходная мощность), то говорят о полной поляризационной развязке (рис. 2.5, *б*).

### 3. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК

#### 3.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ И ТИПЫ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК

*Антенная решётка* (АР) представляет собой совокупность идентичных излучающих элементов, расположенных в определённом порядке и возбуждаемых одним или совокупностью когерентных источников.

По сравнению с одиночными антеннами, АР позволяет получить узкую ДН. Поля излучения отдельных элементов решётки интерферируют в пространстве: в одних направлениях результирующее поле усиливается благодаря синфазному сложению полей от источников, в других, наоборот, ослабляется. Расположение излучателей в АР может быть различным.

### *Классификация АР.*

1. *По способу размещения излучателей:* одномерные (линейные), двумерные (плоскостные) и трёхмерные (поверхностные) АР.

Среди них наибольшее распространение получили:

- из линейных – прямолинейные, дуговые, кольцевые;
- из плоскостных – АР с прямоугольной сеткой и АР с треугольной сеткой;
- из поверхностных – цилиндрические, конические, сферические.

Поверхностные АР называются конформными.

2. *По расстоянию между элементами:* эквидистантные и неэквидистантные.

Если расстояние между соседними элементами в АР остаётся неизменным вдоль всей решётки, то такая решётка называется эквидистантной. В неэквидистантной линейной решётке расстояние между элементами изменяется по определённому закону или же случайным образом.

3. *По виду возбуждения (запитки) излучателей:* равноамплитудные АР (амплитуды токов в элементах одинаковы); неравноамплитудные АР (амплитуда токов в элементах АР изменяется по выбранному закону); линейно-фазные АР (фазы токов в излучателях изменяются по линейному закону); синфазные АР (фазы токов в излучателях одинаковы).

4. *По направлению максимума излучения (приёма) в пространстве:* поперечного излучения или приёма (главный лепесток ДН ориентирован перпендикулярно линии расположения элементов); осевого излучения или приёма (главный лепесток ДН направлен вдоль линии расположения излучателей); АР наклонного излучения или приёма.

*Преимущества АР перед другими типами антенн:*

- удобное управление формой ДН и направлением главного лепестка за счёт изменения амплитуды и фазы поля, излучаемого каждым излучателем АР;
- увеличение мощности излучения АР за счёт пространственного сложения полей отдельных излучателей;
- исполнение оптимальной конструкции антенной системы в целом, располагая при этом излучатели АР определённым образом.

## 3.2. ТЕОРЕМА ПЕРЕМНОЖЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ

Рассмотрим АР, состоящую из  $N$  элементов, заключённых в объёме  $V$ . Будем считать, что среда, в которой находятся элементы АР и точка наблюдения, является неограниченной в пространстве,



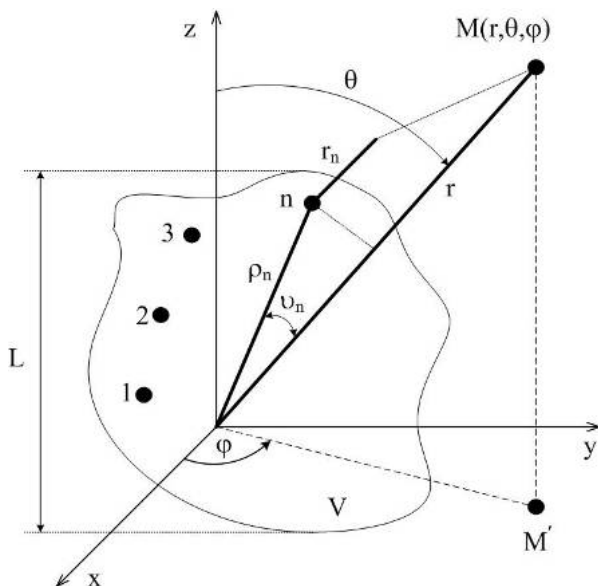


Рис. 3.1. Поле излучения АР

линейной, однородной и изотропной, т.е. для неё применим принцип суперпозиции. Определим поле излучения решётки, создаваемое в точке  $M$  трёхмерного пространства, координаты которой в сферической системе определим как  $r, \theta, \varphi$  (рис. 3.1).

Поле излучения  $n$ -го элемента можно определить по формуле

$$\dot{\mathbf{E}}_n(r_n, \theta_n, \varphi_n) = jC_n \frac{\dot{I}_n}{r_n} F_n(\theta_n, \varphi_n) \bar{\mathbf{e}}_n^0 e^{-jkr_n}, \quad (3.1)$$

где  $r_n, \theta_n, \varphi_n$  – координаты точки  $M$ , если бы начало системы координат находилось бы в  $n$ -м элементе;  $\dot{I}_n$  – комплексная амплитуда тока (поля) в  $n$ -м элементе АР;  $F_n(\theta_n, \varphi_n)$  – ДН  $n$ -го элемента;  $\bar{\mathbf{e}}_n^0$  – орт, характеризующий поляризацию поля излучения  $n$ -го элемента;  $C_n$  – амплитудный коэффициент, зависящий от вида излучающего элемента.

Тогда на основании принципа суперпозиции суммарное поле, создаваемое всеми элементами АР, будет равно

$$\dot{\mathbf{E}}_N = \sum_{n=1}^N \dot{\mathbf{E}}_n. \quad (3.2)$$

Считая, что точка наблюдения находится в дальней зоне, можно утверждать, что линии, соединяющие эту точку со всеми элементами АР, будут параллельными, т.е. будут выполняться равенства:

$$\begin{cases} \theta_1 = \theta_2 = \dots = \theta_n = \theta; \\ \varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_n = \varphi; \\ 1/r_1 = 1/r_2 = \dots = 1/r_n = 1/r, \end{cases} \quad (3.3)$$

т.е. можно считать, что амплитудный множитель одинаково зависит от расстояния для всех элементов. Но в показателе степени  $(-jkr_n)$  приближение  $r_n \approx r$  недопустимо, так как он определяет фазу поля от  $n$ -го элемента в точке наблюдения. При этом разность расстояния между точкой наблюдения и двумя элементами АР может оказаться сравнимой с длиной волны, что необходимо учитывать при суммировании полей. Кроме этого, для дальней зоны можно считать, что

$$r_n = r - \rho_n \cos(\nu_n), \quad (3.4)$$

где  $\nu_n$  – угол между лучами  $\rho_n$  и  $r$ .

Учитывая вышеизложенное, формулу (3.2) с учётом (3.1), (3.3) и (3.4) можно записать в виде

$$\dot{\mathbf{E}}_N(r, \theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N jC_n \frac{\dot{I}_n}{r} F_n(\theta, \varphi) \bar{\mathbf{e}}_n^0 e^{-jk(r - \rho_n \cos \nu_n)}. \quad (3.5)$$

На практике АР чаще всего выполняют из одинаковых и одинаково расположенных в пространстве излучателей. Это означает, что

$$\begin{cases} C_1 = C_2 = \dots = C_n = C; \\ F_1(\theta, \varphi) = F_2(\theta, \varphi) = \dots = F_n(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi), \end{cases} \quad (3.6)$$

т.е. ДН у излучателей одинаковы и ориентированы в одном направлении.

Одинаковость поляризационной структуры поля излучателей выражается в равенстве ортов

$$\bar{\mathbf{e}}_1^0 = \bar{\mathbf{e}}_2^0 = \dots = \bar{\mathbf{e}}_n^0 = \bar{\mathbf{e}}_N^0. \quad (3.7)$$

Поэтому поляризация ЭМП всей АР идентична поляризации поля, излучаемого каждым элементом. Это позволяет в дальнейшем рассматривать не векторные, а скалярные поля и от векторного суммирования перейти к скалярному.

Тогда выражение (3.5) с учётом (3.6) и (3.7) можно представить в виде

$$\dot{E}_N(r, \theta, \varphi) = jC \frac{1}{r} F_0(\theta, \varphi) e^{-jkr} \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jk\rho_n \cos \upsilon_n}. \quad (3.8)$$

Из выражения (3.8) выпишем множители, влияющие на направленные свойства АР (на распределение амплитуды напряжённости поля вокруг АР):

$$\dot{f}_N(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jk\rho_n \cos \upsilon_n}. \quad (3.9)$$

Это есть не что иное, как ДН антенной решётки, а первый множитель в ней – ДН одиночного излучателя. Для выяснения физического смысла второго множителя предположим, что АР состоит из ненаправленных (изотропных) излучателей, т.е.  $F_0(\theta, \varphi) = 1$ . При этом из (3.9) получаем

$$\dot{f}_N(\theta, \varphi) = 1 \cdot \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jk\rho_n \cos \upsilon_n}, \quad (3.10)$$

т.е. множитель в виде суммы представляет собой ДН этой же решётки, но состоящей из ненаправленных излучателей. Этот множитель называют *множителем антенной решётки* (множителем системы):

$$\dot{f}_C(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jk\rho_n \cos \upsilon_n}. \quad (3.11)$$

Тогда выражение (3.9) можно записать в следующем виде:

$$\dot{f}_N(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \dot{f}_C(\theta, \varphi). \quad (3.12)$$

Выражение (3.12) представляет собой математическую формулировку *теоремы перемножения ДН*:

Диаграмма направленности антенной решётки есть произведение диаграммы направленности одиночного излучателя на множитель решётки, который представляет собой ДН той же решётки, но состоящей из ненаправленных излучателей.

### 3.3. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ

Прямолинейной АР называют решётку, в которой фазовые центры излучателей расположены на прямой линии – оси решётки. Расстояние между соседними излучателями возьмём одинаковым и равным  $d$  (эквидистантная АР) (рис. 3.2).

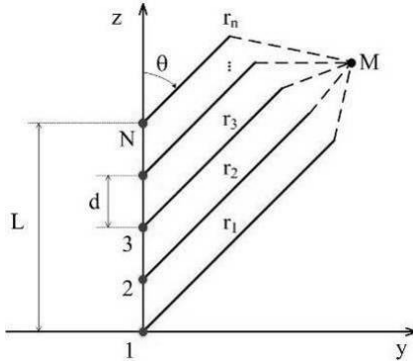


Рис. 3.2. Прямолинейная эквидистантная АР

Очевидно, что конструкция такой АР является простейшей. Следует предположить, что и множитель такой АР будет простым. Поэтому его аналитический вывод и анализ целесообразно начать с такой АР.

Такая АР имеет направленные свойства только в одной плоскости, в данном случае – меридиональной. В азимутальной плоскости её направленные свойства определяются только ДН отдельного излучателя. Так как все элементы расположены на одной прямой, которая соответствует оси  $z$ , то  $\nu_n = \theta_n = \theta$ . Кроме того, для такой АР длина радиусавектора  $n$ -го элемента  $\rho_n$  и линейная координата этого элемента  $z_n$  есть одно и то же. Тогда из (3.11) можно получить

$$\dot{f}_C(\theta) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jkz_n \cos \theta}. \quad (3.13)$$

Комплексная амплитуда тока в  $n$ -м элементе АР

$$\dot{I}_n = I_n e^{-j\psi_n}, \quad (3.14)$$

где  $I_n$  – амплитуда тока в  $n$ -м излучателе;  $\psi_n$  – фаза тока в  $n$ -м излучателе.

С учётом (3.14) выражение для множителя (3.13) примет вид

$$\dot{f}_C(\theta) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jkz_n \cos \theta} e^{-j\psi_n} = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{j(kz_n \cos \theta - \psi_n)}. \quad (3.15)$$

Из выражения (3.15), зная конструкцию АР (количество элементов АР и расстояние между ними), а также условия их возбуждения (амплитуды и фазы токов в каждом элементе), можно

определить множитель системы. Далее можно найти поле излучения линейной антенной решётки, подставив (3.15) в (3.8):

$$\dot{E}_N(r, \theta, \varphi) = jC \frac{1}{r} F_0(\theta, \varphi) e^{-jkr} \sum_{n=1}^N I_n e^{j(kz_n \cos\theta - \psi_n)}. \quad (3.16)$$

Таким образом, для определения поля излучения прямолинейной АР необходимо знать координаты её элементов, их количество и комплексную амплитуду тока возбуждения каждого элемента.

### 3.4. МНОЖИТЕЛЬ ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ, ЭКВИДИСТАНТНОЙ, РАВНОАМПЛИТУДНОЙ, ЛИНЕЙНО-ФАЗНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ

Если АР равноамплитудная, то

$$I_1 = I_2 = \dots = I_n = I_N = 1 \text{ А}. \quad (3.17)$$

Так как фаза тока изменяется по линейному закону, то

$$\psi_1 = 0; \quad \psi_2 = \alpha; \quad \psi_3 = 2\alpha; \quad \dots; \quad \psi_n = (n-1)\alpha, \quad (3.18)$$

где  $\alpha$  – разность фаз токов двух соседних излучателей,

$$\alpha = \psi_2 - \psi_1 = \psi_3 - \psi_2 = \psi_n - \psi_{(n-1)}. \quad (3.19)$$

Так как антенная решётка эквидистантная, то координаты её элементов можно найти из выражения

$$z_1 = 0; \quad z_2 = d; \quad z_3 = 2d; \quad z_n = (n-1)d. \quad (3.20)$$

С учётом (3.17) – (3.20) формула множителя (3.15) примет вид

$$\dot{f}_C(\theta) = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)(kd \cos\theta - \alpha)}. \quad (3.21)$$

Введём обозначение так называемой *обобщённой угловой координаты*, которая есть разность фаз между полями двух соседних элементов в точке наблюдения, находящейся под углом к оси антенной решётки:

$$kdcos\theta - \alpha = U. \quad (3.22)$$

Тогда, подставляя (3.22) в (3.21), можно записать:

$$\dot{f}_C(U) = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)U}. \quad (3.23)$$

Анализ показывает, что выражение (3.23) – есть сумма  $N$  членов геометрической прогрессии, первый член которой равен единице, а знаменатель  $q = e^{jU}$ . Как известно, эту сумму можно найти по выражению

$$S_N = \frac{1 - q^N}{1 - q}. \quad (3.24)$$

Тогда с учётом (3.24) выражение (3.23) запишется в виде

$$\dot{f}_C(U) = \frac{1 - e^{jNU}}{1 - e^{jU}}. \quad (3.25)$$

Выполняя преобразования с использованием формулы Эйлера

$$\sin \beta = \frac{e^{-j\beta} - e^{j\beta}}{2j}, \quad (3.26)$$

получим

$$\dot{f}_C(U) = \frac{\sin\left(\frac{NU}{2}\right)}{\sin\left(\frac{U}{2}\right)} e^{j\frac{N-1}{2}U}. \quad (3.27)$$

Следует заметить, что множитель АР состоит из двух сомножителей, первый из них является *амплитудной диаграммой направленности* (отношение синусов), а второй – *фазовой диаграммой* (комплексная экспонента в выражении (3.27)).

Таким образом, амплитудный множитель из (3.27)

$$f_C(U) = \left| \dot{f}_C(U) \right| \frac{\sin\left(\frac{NU}{2}\right)}{\sin\left(\frac{U}{2}\right)}. \quad (3.28)$$

С учётом выражения для обобщённой угловой координаты (3.23), выражение (3.28) примет вид

$$f_C(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd \cos \theta - \alpha)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta - \alpha)\right]}. \quad (3.29)$$

Формула (3.29) является по существу ненормированной ДН антенной решётки с изотропными излучателями. Это выражение называют *множителем решётки*. Часто пользуются *нормированным множителем*:

$$F_C(U) = \frac{f_C(U)}{f_{C \max}(U)} = \frac{\sin\left(\frac{NU}{2}\right)}{N \sin\left(\frac{U}{2}\right)}$$

или

$$F_C(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd \cos \theta - \alpha)\right]}{N \sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta - \alpha)\right]}. \quad (3.30)$$

В выражениях (3.30) учтено, что максимальное значение множителя равно  $N$ , так как  $f_{C \max} = \lim_{n \rightarrow 0} f_C(U) = N$ .

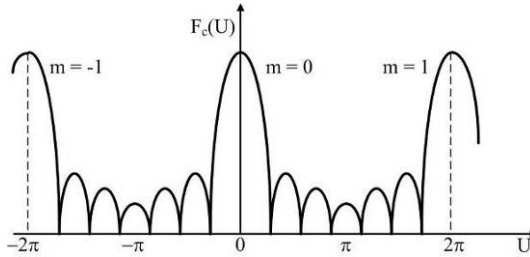
Таким образом, используя выражения (3.30), можно найти множитель простейшей прямолинейной эквидистантной равноамплитудной линейно-фазной антенной решётки, не прибегая к сложной и трудоёмкой операции суммирования, как это было в общем случае при определении множителя по выражению (3.15). В теории антенн получены формулы множителей и для других, неравноамплитудных распределений токов вдоль линейной АР, существенно облегчающие нахождение их диаграмм направленности.

*Графическое представление множителя антенной решётки.* При фиксированных параметрах АР –  $N, d, \alpha$  – множитель зависит только от угла  $\theta$  и не зависит от угла  $\varphi$ . Это означает, что множитель в пространстве представляет собой поверхность вращения относительно оси решётки. При большом числе излучателей ( $N > 10$ ) этот множитель практически определяет ДН АР, так как её отдельные элементы являются слабнонаправленными антеннами.

Анализ множителя удобнее выполнять по параметру  $U = kd \cos \theta - \alpha$  (обобщённой угловой координате). Она физически означает разность фаз полей от двух соседних излучателей в точке наблюдения, находящейся под углом  $\theta$  к оси решётки.

Разность фаз полей, излучённых 1-м и 2-м элементами в направлении точки  $M$ , определяется как:

$$\begin{aligned} U &= U_1 - U_2 = (k r_1 - \psi_1) - (k r_2 - \psi_2) = \\ &= k (r_1 - r_2) - (\psi_1 - \psi_2) = k \Delta r - \alpha = kd \cos \theta - \alpha. \end{aligned} \quad (3.31)$$



**Рис. 3.3. Графическое представление множителя АР**

Здесь первое слагаемое обусловлено изменением фазы ЭМВ, проходящей расстояние  $\Delta r$ .

Таким образом, обобщённая угловая координата определяет интерференционную картину ЭМП вокруг АР, т.е. направленные свойства АР. Так как обобщённая угловая координата имеет свойство периодичности (как фаза), то и функция от неё –  $F_c(\theta)$  – также обладает этим свойством, т.е. имеет период, равный  $2\pi$ , как это показано на рис. 3.3.

Данная функция является осциллирующей в пределах от 0 до 1 и состоит из главных и боковых лепестков.

Таким образом, целью анализа множителя АР является:

- определение количества и направлений главных лепестков;
- определение условий существования одного главного лепестка;
- определение количества и направлений боковых лепестков;
- определение количества и направлений нулевых значений функции.

### 3.5. АНАЛИЗ МНОЖИТЕЛЯ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ

*Направления главных лепестков.* Максимальное значение функции (максимум главного лепестка), очевидно, образуется при синфазном сложении полей, т.е. при  $U_{г.л} = 2\pi m$ , где  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ . Число  $m$  определяет порядок главного лепестка. Функция  $F_c(U_{г.л})$  при этом приобретает неопределённость вида ноль разделить на ноль. Если, применяя правило Лопитала, раскрыть её, то можно получить  $F_c(U_{г.л}) = 1$ . Тогда направления главных лепестков можно определить из условия

$$kd \cos(\theta_{г.л}) - \alpha = 2\pi m. \quad (3.32)$$

Выражая из (3.32)  $\cos(\theta_{г.л})$ , можно получить

$$\cos(\theta_{г.л}) = \frac{2m\pi}{kd} + \frac{\alpha}{kd}, \quad (3.33)$$

где  $m = 0; \pm 1; \pm 2$ .



Таким образом, направления главных лепестков множителя АР зависят от фазового сдвига между токами в соседних элементах АР ( $\alpha$ ) и расстояния между элементами в длинах волн ( $kd$ , или  $d/\lambda$ ). Из выражения (3.33) следуют важные практические выводы: управлять положением главных лепестков ДН АР в пространстве можно двумя способами:

1) изменяя разность фаз между токами в соседних элементах; этот способ называется фазовым сканированием и реализуется в так называемых фазированных антенных решётках (ФАР);

2) изменяя частоту генератора; этот способ называется частотным сканированием и реализуется в так называемых антенных решётках с частотным сканированием.

*Количество главных лепестков.* Угол  $\theta$  сферической системы координат изменяется в пределах от 0 до  $180^\circ$ . При этих значениях выполняется неравенство

$$-1 \leq \cos(\theta_{г.л.}) \leq 1, \quad \text{или} \quad |\cos(\theta_{г.л.})| \leq 1. \quad (3.34)$$

Эту область углов, приведённую к параметру  $U$ , называют областью действительных значений обобщённой угловой координаты. Из всей функции  $F_C(U)$  интересен только её фрагмент, соответствующий данной области углов.

Подставляя (3.33) в (3.34), можно получить следующее условие:

$$\left| \frac{2m\pi}{kd} + \frac{\alpha}{kd} \right| \leq 1. \quad (3.35)$$

Из него следует, что данная АР будет иметь в области реальных углов столько главных лепестков, скольким значениям  $m$  удовлетворяет неравенство (3.35).

Таким образом, как и направления главных лепестков, их количество зависит от величины фазового сдвига между токами в соседних элементах ( $\alpha$ ) и расстояния между элементами в длинах волн ( $kd$ ).

*Условие существования одного главного лепестка.* Определим интервал  $U$  и его границы, соответствующие области реальных углов. Максимальное значение  $U$  будет при  $\theta = 0^\circ$ :

$$U_{\max} = kd - \alpha, \quad (3.36)$$

а минимальное – при  $\theta = 180^\circ$ :

$$U_{\min} = -kd - \alpha. \quad (3.37)$$

Таким образом, интервал переменной  $U$ , соответствующий области реальных углов, определяется неравенством

$$-kd - \alpha \leq U \leq kd - \alpha, \quad (3.38)$$

а длина его будет равна

$$\Delta U = U_{\max} - U_{\min} = 2kd. \quad (3.39)$$

Антенные решётки, применяемые на практике, обычно должны иметь только один главный лепесток нулевого порядка ( $m = 0$ ), остальные должны отсутствовать, т.е. находиться в области мнимых углов. Это означает, что на интервале действительных значений  $U$  должен находиться только один главный лепесток, т.е. длина интервала  $\Delta U = 2kd$  должна быть меньше периода повторения множителя:  $2kd < 2\pi$ . Откуда

$$d < \lambda/2. \quad (3.40)$$

Таким образом, антенная решётка, у которой расстояние между излучателями меньше половины длины волны, всегда (при любых значениях фазового сдвига между токами в соседних элементах) будет иметь только один главный лепесток. Однако более детальный анализ показывает, что это условие не всегда является необходимым. В частности, для синфазной АР

$$d < \lambda. \quad (3.41)$$

В общем случае прослеживается следующая зависимость допустимого расстояния между соседними элементами  $d$ : чем в большем секторе углов относительно нормали к линии расположения элементов АР должно происходить сканирование её лучом, тем меньше должно быть расстояние между элементами в ней. В общем же случае для того, чтобы в множителе АР существовал только один главный лепесток, расстояние между элементами должно лежать в пределах

$$\lambda/2 < d < \lambda. \quad (3.42)$$

*Направления и количество боковых лепестков.* Принимая во внимание, что числитель в выражении для множителя системы описывается функцией  $\sin(NU/2)$  и изменяется в  $N$  раз быстрее, чем знаменатель  $\sin(U/2)$ , приближённо можно считать, что боковые лепестки соответствуют экстремальным значениям числителя в множителе, т.е. условию

$$\sin\left(\frac{NU_{\text{б.л}}}{2}\right) = \pm 1. \quad (3.43)$$

Разрешая уравнение (3.43) относительно обобщённой угловой координаты, можно получить

$$\frac{NU_{\text{б.л}}}{2} = (2m + 1) \frac{\pi}{2}, \quad (3.44)$$

где  $m = \pm 1; \pm 2; \dots$ , число  $m$  называется *порядком бокового лепестка*.

Раскрывая значение обобщённой угловой координаты

$$U_{\text{б.л}} = kd \cos \theta_{\text{б.л}} - \alpha, \quad (3.45)$$

можно получить, с учётом (3.44) и (3.45), выражение для определения направлений максимумов боковых лепестков:

$$\cos(\theta_{\text{б.л}}) = \frac{(2m+1)\pi}{Nkd} + \frac{\alpha}{kd}. \quad (3.46)$$

Таким образом, направления боковых лепестков и их количество зависят не только от фазового сдвига между токами в соседних элементах АР и расстояния между элементами в длинах волн, но и от количества элементов в антенной решётке. В простейшем случае при синфазной запитке элементов АР количество боковых лепестков её множителя, заключённых между соседними главными лепестками, будет *на два меньше*, чем количество элементов АР ( $N-2$ ).

*Направления и количество нулей множителя.* Множитель АР будет равен нулю,  $F_C(U_0) = 0$ , в том случае, если числитель у него равен нулю, а знаменатель – нет. Этому соответствует общее условие:

$$\frac{NU_0}{2} = m\pi, \quad \text{или} \quad \frac{N}{2}(kd \cos \theta_0 - \alpha) = m\pi, \quad (3.47)$$

где  $m = \pm 1; \pm 2; \dots$ , число  $m$  называется *порядком нуля множителя*.

Раскрывая значение обобщённой угловой координаты, можно найти направления нулей:

$$\cos(\theta_0) = \frac{2m\pi}{Nkd} + \frac{\alpha}{kd}. \quad (3.48)$$

Таким образом, количество нулей определяется количеством излучателей АР, а также расстоянием между соседними элементами в длинах волн и фазовым сдвигом токов в соседних излучателях АР. В простейшем случае при синфазной запитке элементов АР количество нулей её множителя, заключённых между соседними главными лепестками, будет *на один меньше*, чем количество элементов АР ( $N-1$ ).

### 3.6. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ

Рассмотрим отдельно выражение, описывающее фазу ЭМВ, излучённой антенной решёткой:

$$e^{j\frac{N-1}{2}U} = e^{j\frac{N-1}{2}(kd \cos \theta - \alpha)} = e^{-j\frac{N-1}{2}\alpha} e^{j\frac{N-1}{2}kd \cos \theta} = e^{-j\psi_0} e^{j\frac{N-1}{2}kd \cos \theta}, \quad (3.49)$$

где  $\psi_0$  – фаза тока в центральном излучателе АР.

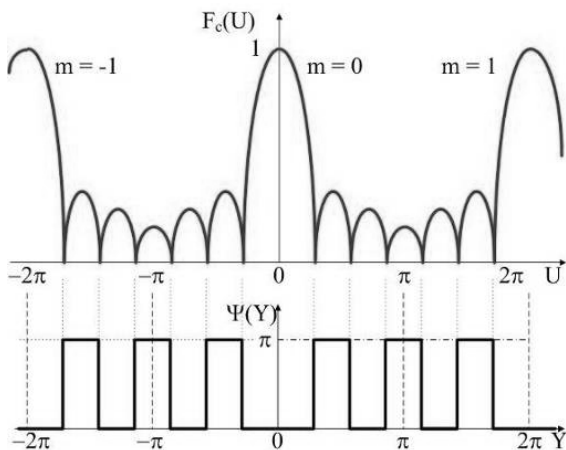


Рис. 3.4. Взаимосвязь множителя и фазовой ДН АР

Первый сомножитель выражения (3.49) свидетельствует о том, что фазовый центр АР (начало координат для фазовой и амплитудной ДН) располагается в геометрическом центре линейной АР. Второй сомножитель является непосредственно *фазовой ДН*. Сравнение его с амплитудным множителем АР устанавливает между ними жёсткую связь, а именно: фаза поля в каждом соседнем лепестке амплитудной ДН отличается на  $180^\circ$  (рис. 3.4).

### 3.7. МНОЖИТЕЛЬ НЕПРЕРЫВНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ

Непрерывную антенную систему можно рассматривать как дискретную, у которой число излучателей  $N$  стремится к бесконечности, а расстояние между излучателями  $d$  – к нулю, как это показано на рис. 3.5.

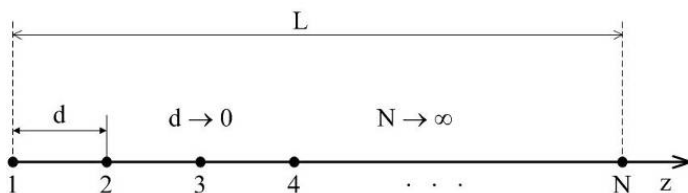


Рис. 3.5. Представление непрерывной АР в виде дискретной АР

Длина всей решётки определяется выражением

$$L = (N - 1)d . \quad (3.50)$$

При большом числе излучателей и малом расстоянии между ними приближённо можно считать, что  $L \approx Nd$ .

Возьмём в качестве исходного множитель дискретной равноамплитудной линейно-фазной эквидистантной АР:

$$F_C(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd \cos \theta - \alpha)\right]}{N \sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta - \alpha)\right]} . \quad (3.51)$$

Осуществим переход к непрерывной системе, т.е. положим в (3.51)  $d \rightarrow 0$ ,  $N \rightarrow \infty$  и также вынесем  $kd$  за скобку:

$$F_C(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\cos \theta - \frac{\alpha}{kd}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\cos \theta - \frac{\alpha}{kd}\right)} . \quad (3.52)$$

При преобразовании учтено, что синус малого угла равен углу ( $\sin \beta \approx \beta$ ).

Так как  $\alpha/kd$  физически для непрерывной АР соответствует коэффициенту замедления  $\xi$ , причём  $\xi \leq 1$ , то выражение (3.52) примет вид

$$F_C(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi)\right]}{\frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi)} . \quad (3.53)$$

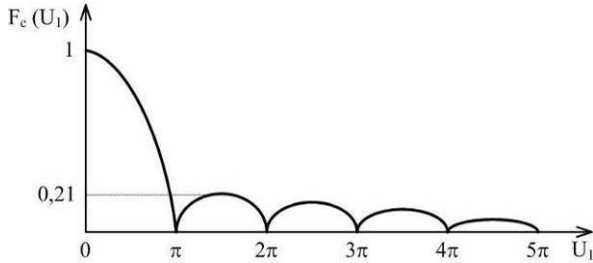
Введём обобщённую угловую координату непрерывной АР:

$$U_1 = \frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi) , \quad (3.54)$$

тогда (3.53) примет вид

$$F_C(U_1) = \frac{\sin(U_1)}{U_1} . \quad (3.55)$$

Вид функции  $F_C(U_1)$  представлен на рис. 3.6.



**Рис. 3.6. Множитель непрерывной линейной АР**

Анализ данной функции позволяет сделать следующие выводы:

- множитель непрерывной АР имеет только один главный лепесток нулевого порядка;
- его направление определяется из условия  $U_1 = 0$ , т.е.  $\cos\theta_{г.л} = 1$ , и зависит от коэффициента замедления ЭМВ, распространяющейся вдоль непрерывной АР;
- уровень первого бокового лепестка составляет 21% от главного, все последующие постепенно убывают.

### 3.8. АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ ПОПЕРЕЧНОГО, ОСЕВОГО И НАКЛОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Антенная решётка поперечного излучения.* В теории антенн представляет большой практический интерес анализ частных случаев АР, в которых направление главного лепестка ДН будет различным.

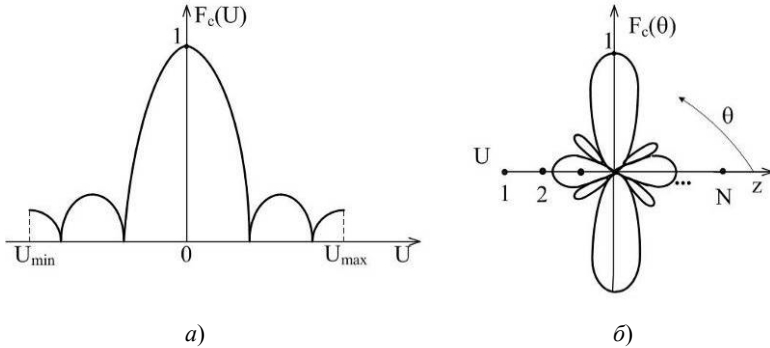
АР поперечного излучения имеет максимум излучения при  $\theta_{г.л} = 90^\circ$ . Для главного лепестка нулевого порядка ( $m = 0$ ) исходя из выражения

$$\cos(\theta_{г.л}) = \frac{2m\pi}{kd} + \frac{\alpha}{kd} \Rightarrow \cos(90^\circ) = 0 = \frac{\alpha}{kd} \Rightarrow \alpha = 0, \quad (3.56)$$

следует, что для этого необходимо, чтобы разность фаз токов возбуждения была равна нулю ( $\alpha = 0$ ), т.е. АР должна быть *синфазной*. Чтобы в множителе АР существовал только один главный лепесток нулевого порядка, необходимо выполнение неравенств:

$$\left. \begin{array}{l} U_{\max} < 2\pi \\ U_{\min} > -2\pi \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} kd - \alpha < 2\pi \\ -kd - \alpha > -2\pi \end{array} \right\} \Rightarrow kd < 2\pi \Rightarrow d < \lambda, \quad (3.57)$$

а расстояние между соседними элементами не должно превышать длины волны ( $d < \lambda$ ). Внешний вид множителя такой АР в прямоугольной и полярной системах координат представлен на рис. 3.7 а, б, соответственно.



**Рис. 3.7. Множитель АР поперечного излучения:**

*a* – в прямоугольной системе координат; *б* – в полярной системе координат

Таким образом, условия существования АР поперечного излучения:

$$\alpha = 0; \quad d < \lambda. \quad (3.58)$$

Ширина главного лепестка множителя равноамплитудной АР в этом случае будет определяться выражениями:

$$2\theta_{0,5} = 0,88 \frac{\lambda}{Nd}, \quad [\text{рад}] \quad \text{или} \quad 2\theta_{0,5} = 51^\circ \frac{\lambda}{Nd}, \quad [\text{град}]. \quad (3.59)$$

КНД АР поперечного излучения пропорционален её длине.

*Антенная решётка осевого излучения.* В ней направление главного максимума нулевого порядка должно совпадать с осью расположения элементов антенной решётки  $\theta_{г.л} = 0$ . В этом случае для главного лепестка множителя из (3.56) следует, что фазовый сдвиг тока в соседних излучателях должен составлять

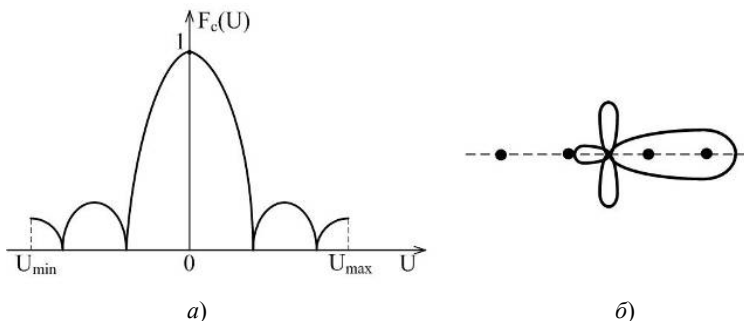
$$\cos(\theta_{г.л}) = \frac{2m\pi}{kd} + \frac{\alpha}{kd} \Rightarrow \cos(0^\circ) = 1 = \frac{\alpha}{kd} \Rightarrow \alpha = kd. \quad (3.60)$$

Дополним это условие требованием единственного главного максимума. Очевидно, что это условие, приведённое к области действительных значений обобщённой угловой координаты, будет иметь вид

$$\left. \begin{array}{l} U_{\max} < 2\pi \\ U_{\min} > -2\pi \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} kd - \alpha < 2\pi \\ -kd - \alpha > -2\pi \end{array} \right\} \Rightarrow -kd - kd > -2\pi \Rightarrow d < \lambda/2. \quad (3.61)$$

Таким образом, для получения АР осевого излучения необходимо одновременно выполнить два условия:

$$\alpha = kd; \quad d < \lambda/2. \quad (3.62)$$



**Рис. 3.8. Множитель АР осевого излучения:**

*a* – в прямоугольной системе координат; *b* – в полярной системе координат

Внешний вид множителя такой АР в прямоугольной и полярной системах координат представлен на рис. 3.8 *a*, *b* соответственно.

Ширину ДН на уровне 0,5 по мощности можно определить по формуле

$$2\theta_{0,5} = 2\sqrt{0,88 \frac{\lambda}{Nd} - 2\left(\frac{\alpha}{kd} - 1\right)}, \text{ [рад]}. \quad (3.63)$$

Величина  $\xi = \alpha/kd$  может трактоваться как коэффициент замедления, который приобретает ЭМВ при её распространении вдоль АР осевого излучения. Анализ показывает, что ширина главного лепестка множителя АР осевого излучения и её КНД зависят от соотношения между коэффициентом замедления  $\xi$  и длиной АР. В частности, увеличение длины АР влияет на КНД двояким образом: из-за сужения главного лепестка множителя КНД должен возрастать, а из-за роста боковых лепестков – убывать. Следовательно, для каждого значения длины АР существует оптимальное значение коэффициента замедления  $\xi_{\text{opt}}$ , при котором КНД максимален:

$$\xi_{\text{opt}} = 1 + \frac{\lambda}{Nd}. \quad (3.64)$$

При этом для АР осевого излучения с оптимальным выбором параметров КНД определяется по формуле

$$D_0 = 7,28 \frac{Nd}{\lambda}. \quad (3.65)$$

Из анализа зависимости направленных свойств АР продольного излучения следует, что у оптимальной АР осевого излучения разность фаз полей первого и последнего излучателей должна быть равной  $\pi$ .



*Антенная решётка наклонного излучения.* В такой АР направление максимума нулевого порядка находится между направлениями, рассмотренными ранее, т.е.  $0^\circ < \theta_{г.л} < 90^\circ$ . С учётом (3.56) это направление может быть определено по формуле

$$\cos(\theta_{г.л}) = \frac{2m\pi}{kd} + \frac{\alpha}{kd} \Rightarrow \alpha = kd \cos \theta_{г.л}. \quad (3.66)$$

Следовательно, множитель решётки будет равен

$$F_C(\theta) = \frac{\sin \left[ \frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \cos \theta_{г.л}) \right]}{N \sin \left[ \frac{kd}{2} (\cos \theta - \cos \theta_{г.л}) \right]}. \quad (3.67)$$

Такая функция описывает поверхность вращения относительно оси АР (рис. 3.9).

Толщина «стенок» воронки (ширина главного лепестка множителя) зависит от размера решётки: чем больше решётка, тем тоньше стенки.

Для сохранения единственного главного максимума выполняется условие

$$\left. \begin{array}{l} U_{\max} < 2\pi \\ U_{\min} > -2\pi \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} kd - \alpha < 2\pi \\ -kd - \alpha > -2\pi \end{array} \right\} \Rightarrow -kd - kd \cos \theta_{г.л} > -2\pi \Rightarrow d < \frac{\lambda}{1 + \cos \theta_{г.л}}. \quad (3.68)$$

Таким образом, для получения АР наклонного излучения необходимо одновременно выполнить два условия:

$$\alpha = kd \cos \theta_{г.л}; \quad d < \frac{\lambda}{1 + \cos \theta_{г.л}}. \quad (3.69)$$

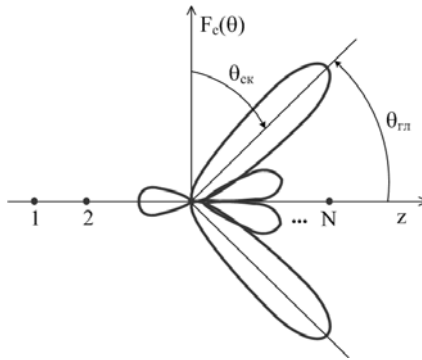


Рис. 3.9. Множитель АР наклонного излучения

Ширина ДН равноамплитудной АР с учётом угла отклонения луча определяется формулами:

$$2\theta_{0,5} = 0,88 \frac{\lambda}{Nd \sin \theta_{г.л}}, [\text{рад}] \quad \text{или} \quad 2\theta_{0,5} = 51^\circ \frac{\lambda}{Nd \sin \theta_{г.л}}, [\text{град}]. \quad (3.70)$$

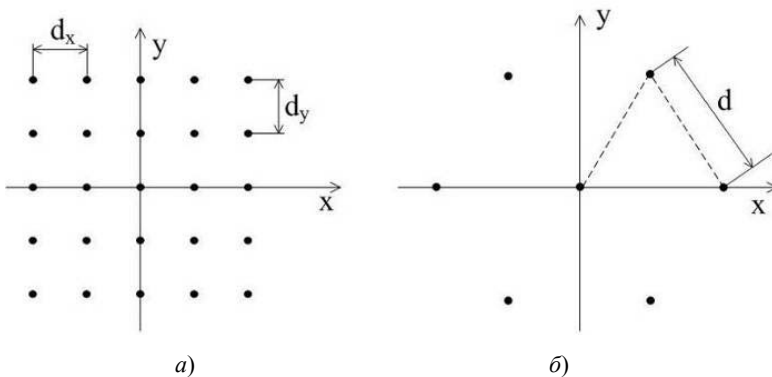
### 3.9. ПЛОСКАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА

Линейные АР позволяют сформировать направленное излучение только в одной плоскости, проходящей через ось решётки. Плоские АР концентрируют излучение в двух плоскостях, т.е. создают в пространстве ДН с узким главным лепестком.

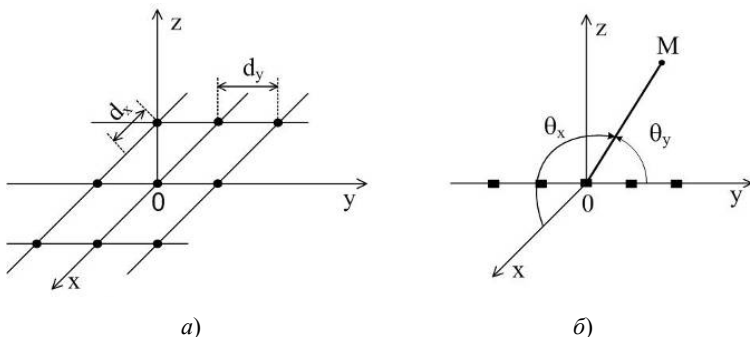
Форма плоской АР может быть прямоугольной, круглой, шестиугольной и определяется как требованиями, предъявляемыми к форме ДН, так и конструктивными особенностями системы. Излучатели в плоской АР располагаются в узлах прямоугольной (рис. 3.10, а) или треугольной (рис. 3.10, б) сеток.

Применение излучателей, расположенных в узлах треугольной сетки, является более предпочтительным, так как позволяет увеличить расстояние между соседними излучателями, а следовательно, уменьшить их взаимное влияние друг на друга и вероятность появления паразитных интерференционных главных максимумов высших порядков.

*Множитель плоской антенной решётки.* Рассмотрим эквидистантную равноамплитудную линейно-фазную решётку, расположенную в плоскости  $XOY$  (рис. 3.11, а).



**Рис. 3.10. Топология плоских АР:**  
а – прямоугольная сетка; б – треугольная сетка



**Рис. 3.11. К выводу множителя плоской AP:**

*a* – плоская AP; *б* – линейная AP из гипотетических излучателей

Пусть  $N_x$  и  $N_y$  – число излучателей в столбцах и рядах;  $d_x$  и  $d_y$  – расстояние между соседними излучателями по осям  $OX$  и  $OY$ , соответственно;  $\theta_x$  и  $\theta_y$  – углы, отсчитываемые от точки наблюдения от осей  $OX$  и  $OY$ , соответственно. Каждый столбец излучателей (расположенных вдоль оси  $OX$ ) представляет собой прямолинейную эквидистантную равноамплитудную линейно-фазную AP.

Множитель такой AP можно записать в виде

$$F_{Cx}(\theta_x) = \frac{\sin\left[\frac{N_x}{2}(kd_x \cos \theta_x - \alpha_x)\right]}{N_x \sin\left[\frac{1}{2}(kd_x \cos \theta_x - \alpha_x)\right]}. \quad (3.71)$$

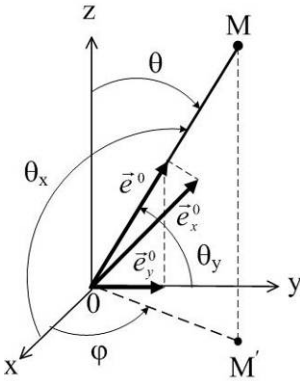
Если произвести эквивалентную замену каждого столбца плоской AP на одиночный гипотетический излучатель с собственной ДН, совпадающей с (3.71), то получим линейную AP, ориентированную вдоль оси  $OY$  (рис. 3.11, б).

В соответствии с теоремой перемножения диаграмм направленности

$$F_C(\theta_x, \theta_y) = F_O(\theta_x)F_{Cy}(\theta_y), \quad (3.72)$$

где  $F_O(\theta_x)$  – ДН гипотетического излучателя (3.71), а  $F_{Cy}(\theta_y)$  – множитель AP, состоящей из гипотетических излучателей:

$$F_{Cy}(\theta_y) = \frac{\sin\left[\frac{N_y}{2}(kd_y \cos \theta_y - \alpha_y)\right]}{N_y \sin\left[\frac{1}{2}(kd_y \cos \theta_y - \alpha_y)\right]}. \quad (3.73)$$



**Рис. 3.12. Преобразование прямоугольной системы координат в сферическую**

В сферической системе координат множитель АР является функцией углов  $\theta$  и  $\varphi$ , а не  $\theta_x$  и  $\theta_y$ . Определим связь между ними. Заметим, что  $\cos \theta_x$  и  $\cos \theta_y$  есть проекции единичного вектора  $\vec{e}_0$ , ориентированного в направлении точки наблюдения на оси  $OX$  и  $OY$  соответственно (рис. 3.12), т.е.

$$e_x^0 = \sin \theta_x; \quad e_y^0 = \sin \theta_y. \quad (3.76)$$

Учитывая известную взаимосвязь между прямоугольной и сферической системами координат, проекции единичного вектора выразим через углы  $\theta$  и  $\varphi$ :

$$e_x^0 = \sin \theta \cdot \cos \varphi; \quad e_y^0 = \sin \theta \cdot \sin \varphi. \quad (3.77)$$

Подставляя (3.77) в (3.76) и с учётом (3.74), из (3.75) получим выражение для множителя плоской АР в сферической системе координат

$$F_C(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{N_x}{2} k d_x \sin \theta \cos \varphi - \alpha_x\right)}{N_x \sin\left(\frac{1}{2}(k d_x \sin \theta \cos \varphi - \alpha_x)\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N_y}{2} k d_y \sin \theta \sin \varphi - \alpha_y\right)}{N_x \sin\left(\frac{1}{2}(k d_y \sin \theta \sin \varphi - \alpha_y)\right)}. \quad (3.78)$$

Введём обозначения обобщённых угловых координат:

$$U_x = k d_x \cos \theta_x - \alpha_x; \quad U_y = k d_y \cos \theta_y - \alpha_y. \quad (3.74)$$

Подставляя (3.74) в (3.71) и (3.73), определим множитель плоской АР:

$$F_C(U_x, U_y) = \frac{\sin\left(\frac{N_x}{2} U_x\right) \sin\left(\frac{N_y}{2} U_y\right)}{N_x \sin\left(\frac{1}{2} U_x\right) N_y \sin\left(\frac{1}{2} U_y\right)}. \quad (3.75)$$

Из (3.78) видно, что в главных плоскостях  $XOZ$  ( $\varphi = 0$ ) и  $YOZ$  ( $\varphi = \pi/2$ ) сечение пространственной ДН плоской АР совпадает с формой ДН линейных АР.

*Анализ множителя плоской антенной решётки.* Анализ выражения (3.78) позволяет сделать следующие выводы:

- множитель плоской АР представляет собой произведение множителей двух линейных АР: первая из них представлена излучателями, образующими столбец, вторая – строку;

- анализ множителя плоской АР изначально сводится к анализу множителей линейных АР, который можно производить совершенно независимо друг от друга.

Направления (углы) главных лепестков ДН можно определить исходя из выражений для соответствующих линейных АР:

$$\begin{cases} \cos(\theta_{г.л.x}) = \frac{2m_x\pi}{kd_x} + \frac{\alpha_x}{kd_x}; \\ \cos(\theta_{г.л.y}) = \frac{2m_y\pi}{kd_y} + \frac{\alpha_y}{kd_y}, \end{cases} \quad (3.79)$$

где  $m_x = 0; \pm 1; \pm 2 \dots$ ;  $m_y = 0; \pm 1; \pm 2 \dots$ .

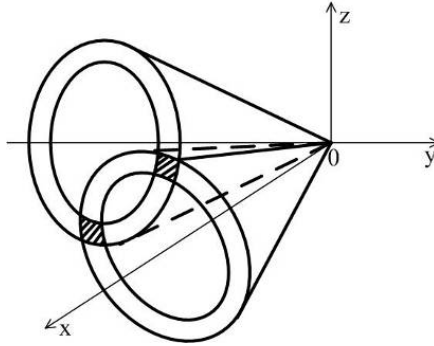
Из этого следует вывод, что управление положением главного лепестка плоской АР ( $m_x = 0$ ;  $m_y = 0$ ) независимо можно осуществлять, изменяя величины фазовых сдвигов токов возбуждения в элементах строки и столбца. При этом, естественно, происходит отклонение главного лепестка либо от оси  $OX$ , либо от оси  $OY$ .

Для того чтобы плоская АР имела только один главный лепесток, необходимо, чтобы каждая линейная АР (образующая строку или столбец) имела бы только один главный лепесток, т.е. чтобы выполнялись неравенства:

$$d_x < \frac{\lambda}{1 + \cos\theta_{г.л.x}}; \quad d_y < \frac{\lambda}{1 + \cos\theta_{г.л.y}}. \quad (3.80)$$

Так как каждый множитель линейной АР в пространстве представляет собой конус вращения (коническую воронку), ось которого совпадает с соответствующей осью решётки, то для существования в множителе плоской АР только одного главного лепестка нулевого порядка необходимо пересечение в пространстве данных конусов. Главные лепестки результирующей ДН формируются в тех направлениях, в которых пересекаются оба конуса (рис. 3.13). Это произойдёт, если выполняется условие

$$\cos^2(\theta_x) + \cos^2(\theta_y) < 1. \quad (3.81)$$



**Рис. 3.13. Множитель плоской АР**

Очевидно, что таких направлений будет два. Но так как реально плоскостные АР имеют одностороннюю направленность, то фактически создаётся лишь один главный лепесток. Если неравенство (3.81) не выполняется, то будет взаимное пересечение главного лепестка одной АР с боковыми лепестками другой АР. При этом отсутствует направление преимущественного излучения энергии.

### 3.10. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ АР НА ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ И КНД

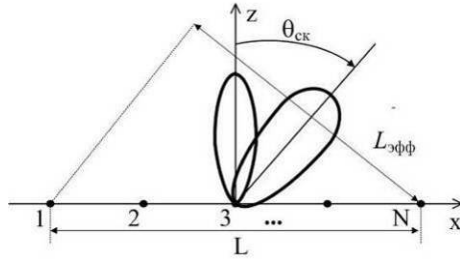
При большом количестве излучателей АР ( $N > 10$ ) её направленные свойства в основном определяются её множителем. В этом случае можно полагать, что ДН и множитель в области требуемых значений углов с достаточной степенью точности совпадают. Тогда для дискретной АР определение ширины ДН сводится к решению трансцендентного уравнения

$$F_C(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd \cos\theta - \alpha)\right]}{N \sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos\theta - \alpha)\right]} = 0,5,$$

из которого при  $\alpha = 0$  можно получить

$$2\theta_{0,5} = 0,88 \frac{\lambda}{Nd}, \text{ [рад]} \quad \text{или} \quad 2\theta_{0,5} = 51^\circ \frac{\lambda}{Nd}, \text{ [град]}. \quad (3.82)$$

Таким образом, из (3.82) видно, что чем большие линейные размеры имеет АР ( $L \approx Nd$ ), тем уже главный лепесток ДН.



**Рис. 3.14. Расширение главного лепестка ДН при сканировании**

При отклонении (сканировании) ДН главный лепесток расширяется. Это объясняется тем, что эффективный размер АР уменьшается (рис. 3.14).

При этом ширина главного лепестка множителя определяется по формуле

$$2\theta_{0,5} = 51^\circ \frac{\lambda}{Nd \cos \theta_{ск}}, \text{ [град]}, \quad (3.83)$$

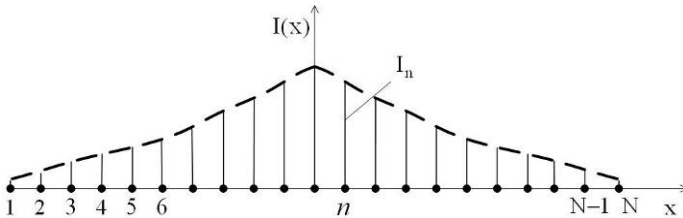
где  $\theta_{ск}$  – угол отклонения главного лепестка множителя от оси АР.

Итак, ширина ДН АР будет определяться её электрическим размером и углом отклонения главного лепестка от нормали.

Выражение (3.83) имеет важное практическое значение: из него следует, что при отклонении луча от нормали к линии расположения элементов АР из-за расширения ДН уменьшается КНД, а следовательно, и дальность действия радиотехнической системы в целом. Кроме того, в РЛС расширение ДН приводит к ухудшению разрешающей способности и точности измерения угловых координат. Поэтому в реальных радиотехнических системах угол отклонения ДН от нормали к оси АР не превышает  $\pm 45^\circ$ .

### 3.11. АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С НЕРАВНОМЕРНЫМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Выше рассматривались АР с равномерным распределением амплитуды тока излучателей. Однако на практике они находят малое применение, так как создают ДН со сравнительно высоким уровнем боковых лепестков ( $\eta_{б.л} = 21\%$ ). Поэтому для практики представляет большой интерес выбор рационального вида амплитудного распределения тока вдоль АР. Наибольшее распространение получили спадающие к краям, симметричные относительно центра виды амплитудных распределений (рис. 3.15).



**Рис. 3.15. Неравномерное амплитудное распределение**

Анализ показывает, что чем сильнее спадает к краям антенной системы амплитуда тока, тем главный лепесток шире, но уровень боковых лепестков меньше.

Иногда требуется применение оптимальных амплитудных распределений, при которых:

- уровень боковых лепестков является минимальным для заданной ширины ДН;
- ширина ДН является минимальной для заданного уровня боковых лепестков.

В теории антенн показано, что при таком амплитудном распределении множитель АР должен быть представлен в виде полинома Чебышева

$$F_C(\theta) = T_n(\beta, x), \quad (3.84)$$

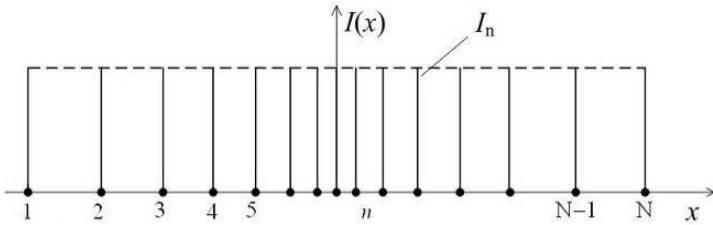
где  $x = \cos U$ ,  $U$  – обобщённая угловая координата;  $\beta$  – постоянная величина;  $n$  – степень полинома, равная количеству излучателей в АР.

Оптимальность ДН в указанном смысле обеспечивается тем, что полином Чебышева  $T_n(\beta, x)$  наименее уклоняется от нуля на отрезке, соответствующем реальным углам, т.е. множитель, описываемый таким полиномом, будет иметь наименьший уровень боковых лепестков.

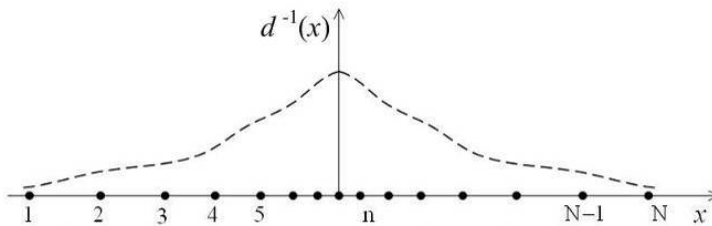
### 3.12. НЕЭКВИДИСТАНТНЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ

Ослабление боковых лепестков при заданной ширине главного лепестка может быть получено не только оптимальным амплитудным распределением в эквидистантной АР, но и оптимальным расположением излучателей в неэквидистантной равноамплитудной АР. Эти две системы в некотором смысле подобны друг другу. В первом случае распределение высокочастотной энергии вдоль АР обеспечивается неравномерным амплитудным распределением (рис. 3.15), а во втором – расположением излучателей (рис. 3.16). Однако как показывают расчёты, диаграммы направленности этих АР оказываются практически одинаковыми.





a)



б)

**Рис. 3.16. Неэквидистантная АР:**

*a* – равномерное амплитудное распределение вдоль неэквидистантной АР;

*б* – распределение величины, обратной расстоянию между излучателями вдоль неэквидистантной АР

Из рисунка видно, что расстояния между соседними излучателями неэквидистантной АР обратно пропорциональны величинам токов в соответствующих излучателях эквидистантной АР.

Помимо возможности уменьшения уровня бокового излучения, неэквидистантные антенные решётки позволяют расширить диапазон рабочих частот АР. Как показывает анализ, одним из основных факторов, ограничивающих диапазон рабочих частот эквидистантной АР, является возможность возникновения паразитных интерференционных максимумов высших порядков в области реальных углов при уменьшении рабочей длины волны. Действительно, при уменьшении  $\lambda$  условие  $|\cos \theta_{r,\lambda}| < 1$  может выполняться не только при  $m = 0$ , но и при  $m = \pm 1$ . При переходе же к неэквидистантной АР геометрическая периодичность координат расположения элементов АР разрушается, следовательно, разрушается и периодичность её множителя по обобщённой угловой координате. Таким образом, интерференционная картина поля излучения АР будет изменяться, и паразитные интерференционные максимумы высших порядков будут подавлены.

*Достоинства неэквидистантных АР:*

- не надо формировать сложное неравноамплитудное распределение;
- отсутствие главных интерференционных максимумов высших порядков;
- более простая в целом конструкция АР, так как при заданной ширине ДН число элементов меньше, чем у эквидистантной АР.

К *недостаткам таких АР* следует отнести сложность управления главным лепестком ДН при сканировании и сложность их расчёта.

## 4. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН

### 4.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ И ТИПЫ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН

*Линейной антенной* называется антенна, представляющая собой проводник с переменным ВЧ-током. При этом поперечный размер проводника много меньше длины волны.

Многие антенны, особенно диапазонов СВ, КВ и УКВ, представляют собой конструкции, состоящие из определённым образом расположенных в пространстве отрезков проводников. Возбуждение таких антенн и создание поля излучения (наряду с реактивными полями антенны) производится под воздействием тока, протекающего в антенне.

*Линейные антенны классифицируются по следующим признакам:*

- по режиму тока в проводнике: с режимом бегущей волны тока и с режимом стоячей волны тока;
- по типу: вибраторные; рамочные; щелевые; проволочные.

Режим стоячих волн существует в проволочных антеннах, нагруженных на согласованную нагрузку. К таким антеннам относятся V-образные и  $\lambda$ -образные антенны. Режим бегущих волн существует в разомкнутых антеннах, к которым относятся как проволочные, так и вибраторные антенны. Они в некоторой степени эквивалентны длинным линиям, имеющим узел тока на конце.

### 4.2. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ

На основании принципа суперпозиции, поле излучения линейной антенны может быть найдено суммированием полей, созданных токами, протекающими по всем элементарным отрезкам проводов, образующих антенну. Тогда антенна может быть представлена в виде непрерывной линейной антенной решётки, теория которой позволяет рассчитать поле излучения.

Задача нахождения поля излучения линейной АР разделяется на два этапа.

На первом этапе по известному типу антенны, её геометрическим параметрам и способу возбуждения определяют распределение тока по антенне. На втором этапе по известному распределению тока находят поле излучения антенны и рассчитывают её радиотехнические характеристики и параметры.

Поле, излучённое идеальным проводником, должно удовлетворять уравнениям Максвелла:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \dot{\mathbf{E}} = -j\omega\mu_a \dot{\mathbf{H}}; \\ \operatorname{rot} \dot{\mathbf{H}} = j\omega\varepsilon_a \dot{\mathbf{E}}. \end{cases} \quad (4.1)$$

При этом проводник, возбуждаемый источником ЭДС, имеет такое распределение токов на поверхности, что выполняется идеальное граничное условие о равенстве нулю тангенциальной составляющей напряжённости электрического поля на поверхности проводника:  $E_\tau = 0$ . Для тонких проводников конечной толщины распределение тока вдоль проводника  $\dot{I}(z)$  может быть найдено из граничного условия, при этом неизвестная функция распределения тока находится под знаком интеграла. Такое уравнение называется интегральным, причём, как правило, аналитического его решения в большинстве случаев не имеется. Однако если поверхность проводника близка к координатной поверхности какой-либо системы координат, то можно получить приближённое решение интегрального уравнения в виде сходящегося степенного ряда. Необходимое количество членов ряда, которые нужно учитывать, тем больше, чем больше толщина проводника. К таким поверхностям относятся сильно вытянутые сфероиды и цилиндры. Так, в результате решения интегральных уравнений было установлено, что для тонких линейных антенн, работающих в режиме бегущих волн, закон распределения амплитуды тока вдоль проводника приближённо можно считать постоянным, а закон распределения фазы – линейным, с постоянным отставанием фазы по антенне, что обусловлено фазовой скоростью распространения ЭМВ вдоль антенны. Для тонких линейных антенн, работающих в режиме стоячих волн, закон распределения амплитуды тока вдоль проводника можно считать синусоидальным с узлом тока на конце антенны. При этом получающиеся результаты вполне удовлетворяют требованиям, предъявляемым к инженерным расчётам.

Задача определения поля излучения по заданному закону распределения токов (зарядов) сводится к решению уравнения запаздывающих потенциалов, выраженного через вектор Герца [12]:

$$\dot{\vec{\Gamma}} = \frac{1}{j4\pi\omega\varepsilon_a} \int_V \dot{\vec{\mathbf{J}}} \frac{e^{-jkr}}{r} dV, \quad (4.2)$$

где  $\dot{\vec{\mathbf{J}}}$  – вектор плотности тока проводимости;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число. Интегрирование в (4.2) ведётся по объёму  $V$ , в котором существует ток проводимости.

В свою очередь, напряжённость электрических и магнитных полей, создаваемых проводником с током, можно найти через вектор Герца, пользуясь известными выражениями:

$$\begin{cases} \dot{\vec{\mathbf{E}}} = k^2 \dot{\vec{\Gamma}} + \text{grad div}(\dot{\vec{\Gamma}}); \\ \dot{\vec{\mathbf{H}}} = j\omega\varepsilon_a \text{rot}(\dot{\vec{\Gamma}}). \end{cases} \quad (4.3)$$

Дифференцирование в (4.3) производится по координатам точки наблюдения.

Выразим первое уравнение (4.3) в сферической системе координат. При этом учтём, что нас интересуют характеристики поля в дальней зоне антенны, (где  $\dot{\vec{\Gamma}}_r = 0$ ) и то, что в точке наблюдения нет собственных источников поля ( $\text{grad div} \dot{\vec{\Gamma}} = 0$ ); тогда его можно представить в следующем виде:

$$\dot{\vec{\mathbf{E}}} = k^2 (\dot{\vec{\Gamma}}_\theta + \dot{\vec{\Gamma}}_\varphi), \quad (4.4)$$

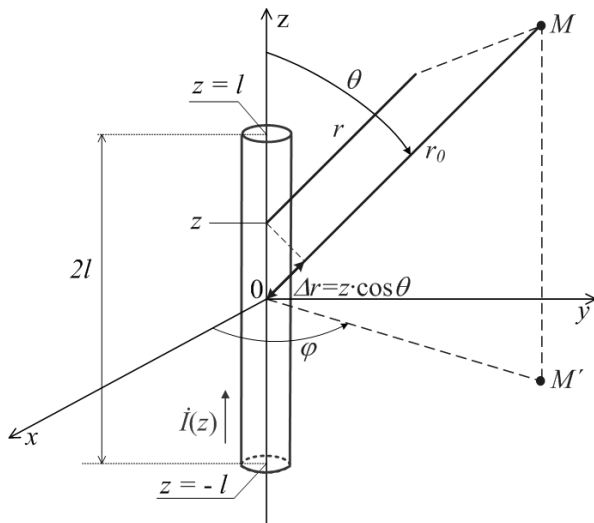
где  $\dot{\vec{\Gamma}}_\theta$ ,  $\dot{\vec{\Gamma}}_\varphi$  – составляющие вектора  $\vec{\Gamma}$ , направленные по ортам  $\vec{e}_\theta$  и  $\vec{e}_\varphi$  сферической системы координат.

Считая провод прямолинейным, круглого сечения, совместим центр прямоугольной системы координат  $XYZ$  с серединой провода (рис. 4.1).

Так как ток течёт вдоль провода, то плотность тока в каждом произвольно взятом сечении провода равна  $\dot{\vec{\mathbf{J}}} = J \vec{e}_z$ , и второй множитель выражения (4.2) будет иметь следующий вид:

$$\int_V \dot{\vec{\mathbf{J}}} \frac{e^{-jkr}}{r} dV = \vec{e}_z \int_{z=-l}^{z=l} \int_S \dot{J} \frac{e^{-jkr}}{r} dS dz, \quad (4.5)$$

где  $\vec{e}_z$  – орт, определяющий направление провода вдоль оси  $OZ$ .



**Рис. 4.1.** Поле излучения линейной антенны

При интегрировании по малому поперечному сечению провода в (4.5), когда координата  $z$  имеет фиксированное значение, можно считать:

$$\int_S \mathbf{j} dS = \dot{I}(z). \quad (4.6)$$

Для дальней зоны расстояние до точки наблюдения

$$r = r_0 - z \cos \theta, \quad (4.7)$$

т.е. точка  $M$  видна из разных участков провода под одним и тем же углом  $\theta$ .

Из рисунка 4.1 видно, что в сферической системе координат при данном расположении провода и вследствие его симметрии относительно оси  $OZ$  вектор  $\dot{\mathbf{\Gamma}}$  имеет единственную составляющую  $\dot{\mathbf{\Gamma}}_\theta$ . Поэтому с учётом (4.5), (4.6) и (4.7) выражение (4.2) примет вид

$$\dot{\mathbf{\Gamma}} = \dot{\mathbf{\Gamma}}_\theta \bar{\mathbf{e}}_\theta = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_a} \bar{\mathbf{e}}_z \bar{\mathbf{e}}_\theta \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \int_{z=-l}^{z=l} \dot{I}(z) e^{jkz \cos \theta} dz. \quad (4.8)$$

Так как  $\bar{\mathbf{e}}_z \bar{\mathbf{e}}_\theta = -\sin \theta$ , то напряжённость поля, создаваемая проводом, согласно (4.4) определяется так:

$$\dot{E}_\theta = k^2 \dot{\Gamma}_\theta = \omega^2 \varepsilon_a \mu_a \dot{\Gamma}_\theta = \frac{\omega \mu_a}{j4\pi r_0} e^{-jk r_0} F(\theta), \quad (4.9)$$

где  $F(\theta)$  – диаграмма направленности линейной антенны:

$$F(\theta) = -\sin \theta \left| \int_{z=-l}^{z=l} \dot{I}(z) e^{jkz \cos \theta} dz \right|. \quad (4.10)$$

Уравнения (4.9) и (4.10) позволяют сделать следующие выводы:

– излучающий провод создаёт в дальней зоне электромагнитное поле, имеющее составляющие  $\dot{E}_\theta$  и  $\dot{H}_\varphi$ , значения которых зависят от угла  $\theta$  и не зависят от угла  $\varphi$ , т.е. в распределении поля вокруг провода с круглым сечением будет существовать осевая симметрия;

– фазовый фронт волны представляет собой сферу, имеющую центр в геометрическом центре провода. Это и есть фазовый центр антенны;

– выражение (4.10) характеризует направленные свойства провода и представляет собой запись теоремы перемножения. Первый сомножитель – ДН элемента непрерывной АР (вибратора Герца),  $F_0(\theta) = -\sin \theta$ , второй – множитель непрерывной прямолинейной АР с законом распределения тока вдоль неё  $\dot{I}(z)$ .

Зная длину провода  $L = 2l$ , а также закон распределения тока по нему  $\dot{I}(z)$ , можно определить амплитуду напряжённости поля излучения:

$$E_\theta = \frac{\omega \mu_a}{4\pi} \sin \theta \left| \int_{z=-l}^{z=l} \dot{I}(z) e^{jkz \cos \theta} dz \right|. \quad (4.11)$$

### 4.3. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН

*ДН линейной антенны с бегущей волной тока.* Этот режим может быть получен в проволочных антеннах, нагруженных на согласованную активную нагрузку. Закон распределения тока в таких антеннах будет следующим:

$$\dot{I}(z) = I_0 e^{-jk'z}, \quad (4.12)$$

где  $k' = \omega/V_\phi$  – коэффициент распространения ЭМВ вдоль провода.

Выражение (4.12) характеризует амплитудное распределение тока как равномерное ( $I_0 = \text{const}$ ), а фазовое – как линейно изменяющееся:  $e^{-jk'z}$ . Подставляя (4.12) в (4.10) под знак интеграла и произведя преобразования, получим

$$F(\theta) = \sin \theta \frac{\sin \left[ \frac{kL}{2} \left( \frac{k'}{k} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{kL}{2} \left( \frac{k'}{k} - \cos \theta \right)}, \quad (4.13)$$

где  $\xi = k'/k$  – коэффициент замедления ЭМВ в проводе.

В выражении (4.13), согласно теореме перемножения ДН, первый сомножитель есть ДН одиночного элемента АР – вибратора Герца, а второй – множитель непрерывной линейной АР. Его можно записать в виде (3.55).

Этот множитель всегда имеет только один главный максимум нулевого порядка, причём если  $\xi = 1$ , то главный лепесток множителя ориентирован вдоль оси провода ( $\theta = 0^\circ$ ). В то же время ДН вибратора Герца имеет максимум, ориентированный перпендикулярно оси провода, т.е. при  $\theta = 90^\circ$ . Тогда направление главного лепестка ДН провода будет определяться пересечением множителя и ДН вибратора Герца. В общем случае максимум ДН провода будет располагаться под некоторым углом  $\theta_{гр}$  к его оси (рис. 4.2).

Из выражения (4.13) следует, что вид ДН провода зависит от его длины в длинах волн. Так как угол  $\theta$  изменяется в пределах от  $0$  до  $180^\circ$ , то ему соответствует изменение обобщённой угловой координаты  $0 \leq U_1 \leq kL$ .

Если длина провода  $L \leq \lambda/2$ , то  $0 \leq U_1 \leq \pi$ , и ДН будет содержать один главный лепесток, боковых лепестков не будет (рис. 4.2, а). Если длина провода  $L \leq \lambda$ , то  $0 \leq U_1 \leq 2\pi$ , поэтому в ДН провода будет и первый боковой лепесток (рис. 4.2, б). Кроме этого, увеличение длины провода приведёт к сужению главного лепестка ДН и сильнейшему его прижатию к оси провода.

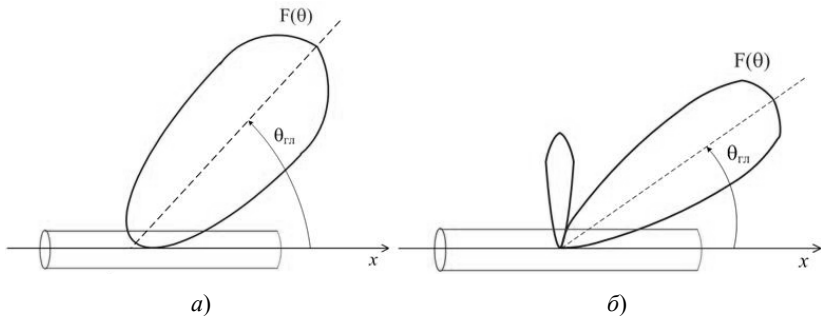


Рис. 4.2. ДН линейной антенны с бегущей волной тока:

а –  $L < \lambda/2$ ; б –  $\lambda/2 < L < \lambda$

Аналогичным образом влияет на вид ДН провода увеличение коэффициента замедления  $\xi$ : при  $\xi > 1$  максимум ДН прижимается к проводу.

*Диаграмма направленности линейной антенны со стоячей волной тока.* Режим стоячих волн образуется в антеннах разомкнутого типа, как в проволочных, так и в вибраторных. В них амплитуда тока вдоль антенны распределяется по синусоидальному закону, причём на концах антенны всегда будут узлы тока. Вследствие этого амплитудное распределение тока вдоль антенны относительно её центра будет симметричным и описывается следующей зависимостью:

$$I(z) = I(z) = I_m \sin[k(l - |z|)], \quad (4.14)$$

где  $I_m$  – значение тока в пучности.

Подставляя закон распределения тока (4.14) в выражение (4.10), получаем уравнение множителя антенны:

$$F(\theta) = \frac{\left| \cos\left(\frac{kL}{2} \cos \theta\right) - \cos \frac{kL}{2} \right|}{\sin \theta}. \quad (4.15)$$

Из (4.15) следует, что ДН антенны определяется её электрическими размерами  $kL$  (рис. 4.3).

а)  $L = \lambda/2$  – вдоль антенны укладывается одна полуволна тока (полуволновая антенна). В этом случае  $kL = \pi$ , и из (4.15) можно найти ДН провода:

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}. \quad (4.16)$$

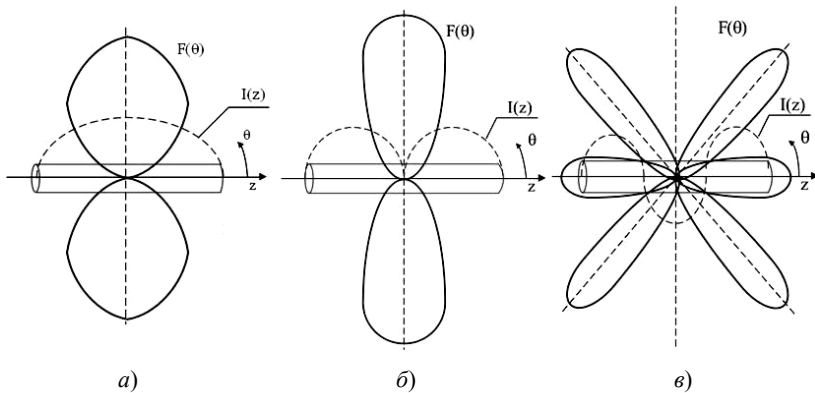
В данном случае ДН имеет один максимум, ориентированный перпендикулярно оси провода при  $\theta = 90^\circ$  (рис. 4.3, а).

б)  $L = \lambda$  – вдоль антенны укладываются две полуволны тока (волновая антенна). В этом случае  $kL = 2\pi$ , и из (4.15) можно найти ДН провода:

$$F(\theta) = \left| \frac{\cos(\pi \cos \theta) + 1}{\sin \theta} \right| = 2 \left| \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right|. \quad (4.17)$$

Из сравнения (4.17) и (4.16) следует, что ДН волновой антенны будет более узкой по сравнению с ДН полуволновой, максимум главного лепестка по-прежнему будет направлен по нормали к оси антенны при  $\theta = 90^\circ$  (рис. 4.3, б).





**Рис. 4.3.** ДН линейной антенны со стоячей волной тока:

$$a - L = \lambda/2; \quad б - L = \lambda; \quad в - L = 1,5\lambda$$

Дальнейшее увеличение длины провода приводит к появлению вдоль него участков с несинфазным током, что усложняет вид ДН. Она становится многолепестковой, и максимумы главных лепестков уже не будут ориентированы перпендикулярно оси провода. В качестве примера на рис. 4.3, *в* представлена ДН антенны, длина которой  $L = 1,5\lambda$ . Вдоль неё укладывается три полуволны тока.

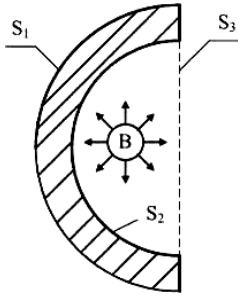
Таким образом:

- в синфазно возбуждаемых антеннах по нормали к её оси формируется максимум главного лепестка;
- чем больше электрическая длина антенны, тем сложнее интерференционная картина поля, а следовательно, сложнее и вид ДН;
- в несинфазных антеннах при  $L \gg \lambda$  количество главных лепестков увеличивается.

## 5. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

### 5.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ, МЕТОДЫ РАСЧЁТА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

*Апертурные антенны* – это антенны, у которых излучение (или приём) электромагнитной энергии осуществляется через некоторую воображаемую поверхность (апертуру) антенны, представляемую в виде плоскости, размеры которой обычно много больше длины волны. Различают следующие типы апертурных антенн: рупорные; зеркальные; линзовые; открытые концы волноводов; антенны поверхностных волн.



**Рис. 5.1. Конструкция  
апертурной антенны**

В общем случае апертурная антенна представляет собой металлическое тело с внешней ( $S_1$ ) и внутренней ( $S_2$ ) поверхностями. Первичным источником электромагнитных волн является некоторый возбудитель (рис. 5.1).

На поверхностях  $S_1$  и  $S_2$  за счёт поля излучения возбудителя наводятся высокочастотные поверхностные токи, поэтому ЭМП в дальней зоне представляет собой сумму полей самого возбудителя и полей, переизлучаемых поверхностями  $S_1$  и  $S_2$ .

Существует два метода нахождения поля излучения апертурной антенны – метод поверхностных токов и апертурный метод.

В первом методе поле излучения антенны определяется в два этапа. На первом этапе по известному типу антенны, её геометрическим параметрам и способу возбуждения решается внутренняя задача теории антенн – находится распределение поверхностных токов на  $S_1$  и  $S_2$ . При этом полагают, что поверхности  $S_1$  и  $S_2$  состоят из множества элементарных вибраторов (Герца). На втором этапе решается внешняя задача теории антенн – по найденному распределению токов на поверхностях  $S_1$  и  $S_2$ , производится интегрирование этих токов. Поэтому данный метод и называется методом поверхностных токов. Этот метод даёт точный результат, но из-за большого количества вибраторов Герца на поверхностях  $S_1$  и  $S_2$  он является очень сложным и в инженерной практике находит ограниченное применение.

Апертурный метод основан на известном из физики принципе Гюйгенса–Френеля: поле в раскрыве, являясь источником излучения, полностью определяет характеристики поля в дальней зоне. В этом методе задача определения поля излучения также решается в два этапа. На первом этапе по известному типу антенны, её геометрическим параметрам и способу возбуждения решается внутренняя задача теории антенн – находится распределение амплитуды и фазы поля  $\dot{E}_S(x, y)$  в апертуре антенны (на поверхности  $S_3$ ). При этом полагают, что поверхность  $S_3$  состоит из множества элементарных поверхностных излучателей (элементов Гюйгенса). На втором этапе решается внешняя задача теории антенн – по найденному амплитудно-фазовому распределению поля в апертуре производят интегрирование этого поля. Этот метод даёт приемлемую для инженерных расчётов точность в пределах главного лепестка ДН и ближайших боковых лепестках. Погрешности расчётов обусловлены тем, что в этом методе не учитывается вклад в поле излучения поверхностных токов, протекающих по поверхности  $S_3$ .

Однако он является более простым, чем метод поверхностных токов, поэтому нашёл широкое применение в инженерной практике.

В теории апертурных антенн при решении внутренней задачи для определения фазового распределения поля в раскрыве используют законы геометрической оптики. Они учитывают изменение фазы ЭМВ при её распространении в различных направлениях раскрыва антенны. При этом предполагается, что длина волны по сравнению с препятствиями на её пути пренебрежимо мала, что даёт возможность не учитывать краевые эффекты. Применительно к теории апертурных антенн это условие выполняется, так как по определению размеры раскрыва апертурной антенны должны быть много больше длины волны.

В геометрической оптике пользуются представлением об узкой трубке лучей, внутри которой распространяется ЭМВ, причём в каждой точке пространства ось трубки направлена по нормали к эквифазной поверхности (рис. 5.2).

Пусть ЭМВ распространяется в среде с коэффициентом преломления  $n = c/V_\phi$ .

Если среда однородная, то ЭМВ распространяется прямолинейно, т.е. лучи не искривляются. Если среда неоднородная, то лучи искривляются, т.е. ЭМВ распространяется непрямолинейно.

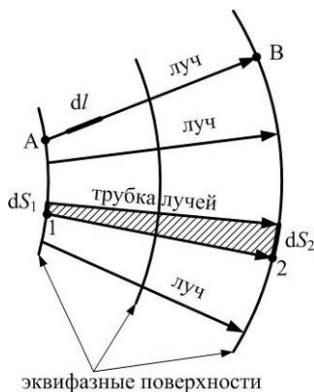
Рассмотрим отрезок  $dl$  вдоль луча  $AB$ . Величина  $ndl$  называется *оптической длиной пути* и обозначается как  $dL = ndl$ .

$$dL = \frac{c}{V_\phi} dl = cdt, \quad (5.1)$$

где  $dt = dl/V_\phi$  – время, в течение которого фронт ЭМВ проходит путь  $dl$  со скоростью  $V_\phi$ . Величина  $cdt$  – путь, проходимый ЭМВ в свободном пространстве за время  $dt$ .

Таким образом, *оптическая длина пути* в некоторой среде есть путь, который волна проходит в свободном пространстве за тот же промежуток времени, что и в данной среде. Для определения оптического пути между точками  $A$  и  $B$  одного луча в данной среде необходимо вычислить интеграл

$$L = \int_A^B ndl. \quad (5.2)$$



**Рис. 5.2.** Распространение ЭМВ в узкой трубке лучей

Важное значение в геометрической оптике имеет *принцип Ферма*, согласно которому луч так ориентирован в пространстве, что на прохождение пути между двумя точками вдоль луча ЭМВ затрачивает наименьшее время.

*Следствием принципа Ферма* являются:

- законы Снеллиуса, описывающие волновые процессы при отражении и преломлении ЭМВ на границе раздела двух сред;
- закон равенства оптических длин путей: между двумя эквифазными поверхностями оптическая длина пути одинакова для любого луча.

Таким образом, фазу ЭМВ, прошедшей в данной среде путь  $L$  от точки  $A$  до точки  $B$ , можно определить как произведение волнового числа (для данной среды) на пройденный волной путь  $L$ :

$$\Psi_{AB} = \frac{2\pi}{\Lambda} \int_A^B n dl = \frac{2\pi}{\lambda} L. \quad (5.3)$$

Это выражение используется для определения фазового распределения поля в раскрыве апертурной антенны. Здесь  $k = 2 \cdot \pi / \Lambda$ ,  $\Lambda = \lambda / n$ .

Расчёт амплитудного распределения поля в раскрыве выполняют, используя *закон сохранения энергии*. При этом полагают, что электромагнитная энергия, заключённая в трубке лучей, остаётся неизменной при любых преобразованиях трубки, т.е. через боковую поверхность трубки энергия не входит и не выходит.

Если размеры поперечного сечения трубки лучей в точках 1 и 2 известны ( $dS_1$  и  $dS_2$ ), а плотности потока мощности в этих точках  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , то на основании закона сохранения энергии

$$\Pi_1 dS_1 = \Pi_2 dS_2. \quad (5.4)$$

Выражая плотность потока мощности через напряжённость электрического поля, учитывая, что  $\Pi = E^2 / (240\pi)$ , а  $dP = \Pi dS$ , можно получить

$$E_B = \sqrt{240\pi \frac{dP}{dS_2}}, \quad (5.5)$$

где  $dP$  – мощность в трубке лучей.

Таким образом, используя последнее выражение, можно определить напряжённость поля в любой точке, в том числе и на раскрыве апертурной антенны. Если площадь поперечного сечения трубки лучей увеличивается, то плотность потока мощности в этом сечении уменьшается и, следовательно, амплитудное распределение поля в раскрыве апертурной антенны становится более равномерным. При уменьшении площади поперечного сечения трубки – наоборот.

## 5.2. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА, ЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Большинство апертурных антенн имеют плоский раскрыв. Рассмотрим поле излучения плоского раскрыва произвольной формы, лежащего в плоскости  $XOY$  (рис. 5.3).

Будем считать, что амплитудно-фазовое распределение поля по раскрыву –  $\dot{\vec{E}}_S$  – известно. Для простоты рассуждений полагаем поляризацию линейной, причём вектор  $\dot{\vec{E}}_S$  всюду параллелен оси  $OX$ . Выберем на раскрыве прямоугольную площадку  $dS = dx dy$ . Её можно рассматривать как излучатель Гюйгенса, и поэтому составляющие электрического поля в дальней зоне излучаемой им ЭМВ будут равны:

$$\begin{cases} d\dot{E}_\theta = j \frac{\dot{E}_S}{\lambda r'} e^{-jkr'} \frac{1 + \cos \theta'}{2} \cos \varphi' dS; \\ d\dot{E}_\varphi = -j \frac{\dot{E}_S}{\lambda r'} e^{-jkr'} \frac{1 + \cos \theta'}{2} \sin \varphi' dS. \end{cases} \quad (5.6)$$

Здесь  $r'$ ,  $\theta'$ ,  $\varphi'$  – координаты точки  $M$  при условии, что начало системы координат находится в центре площадки. Выражения (5.6) справедливы, если волновое сопротивление среды для ЭМВ, набегающей от источника на раскрыв,  $W_0 = 120 \text{ Ом}$ .

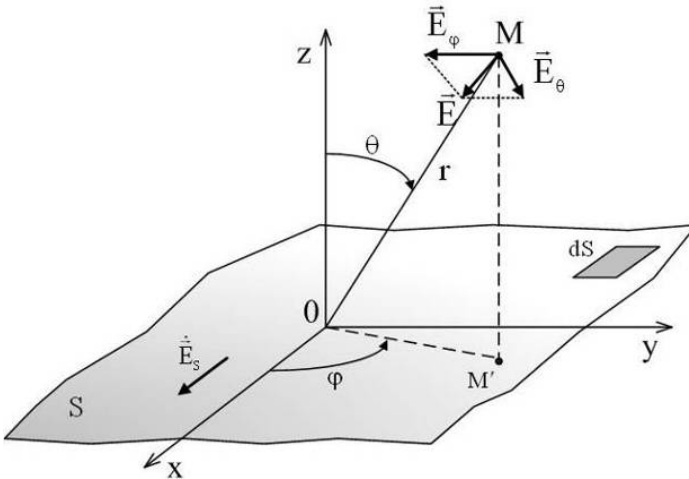


Рис. 5.3. Поле излучения плоского раскрыва

Так как точка  $M$  находится в дальней зоне, то можно считать, что для амплитудных множителей  $r' = r_0$ ,  $\theta' = \theta$ ,  $\varphi' = \varphi$ , где  $r_0$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  – координаты точки  $M$  в сферической системе координат, центр которой располагается в геометрическом центре раскрыва. Для фазового множителя  $e^{-jkr'}$  равенство  $r' = r_0$  недопустимо, так как этот множитель определяет фазу поля излучения каждого элемента Гюйгенса в точке  $M$ .

Результирующие составляющие поля в дальней зоне, создаваемые всем раскрывом, определяются путём интегрирования исходных компонент в (5.6):

$$\begin{cases} \dot{E}_\theta = j \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda r_0} \cos \varphi \int_S \dot{E}_S e^{-jkr'} dS; \\ \dot{E}_\varphi = -j \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda r_0} \sin \varphi \int_S \dot{E}_S e^{-jkr'} dS. \end{cases} \quad (5.7)$$

Из выражений (5.2) следует:

- поле в дальней зоне находится как прямое преобразование Фурье от амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве антенны;
- на значение напряжённости поля в дальней зоне влияют форма и размеры раскрыва антенны, отнесённые к длине волны.

*Диаграмма направленности плоского раскрыва.* Определим амплитуду поля

$$E = \sqrt{E_\theta^2 + E_\varphi^2}, \quad (5.8)$$

где  $E_\theta$  и  $E_\varphi$  – амплитуды меридиональной и азимутальной составляющих электрического поля плоского раскрыва, которые можно определить, учитывая (5.7):

$$\begin{cases} E_\theta = |\dot{E}_\theta| = \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda r_0} \cos \varphi \left| \int_S \dot{E}_S e^{-jkr'} dS \right|; \\ E_\varphi = |\dot{E}_\varphi| = \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda r_0} \sin \varphi \left| \int_S \dot{E}_S e^{-jkr'} dS \right|. \end{cases} \quad (5.9)$$

Подставляя (5.9) в (5.8), получим

$$E(\theta, \varphi) = \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda r_0} \left| \int_S \dot{E}_S e^{-jkr'} dS \right|. \quad (5.10)$$

Согласно определению, в ДН входят те выражения, которые показывают зависимость амплитуды напряжённости поля от угловых координат, тогда из (5.10) найдём ДН плоского раскрыва:

$$F(\theta, \varphi) = F(\theta) = \frac{1 + \cos\theta}{2} \left| \int_S \dot{E}_S e^{-jkr'} dS \right|. \quad (5.11)$$

Из выражения (5.11) следует:

- ДН зависит только от угла  $\theta$  (от угла отклонения направления на точку  $M$  от оси  $OZ$ , которая перпендикулярна плоскости раскрыва);
- выражение (5.11) представляет собой запись теоремы перемножения, первый сомножитель его определяет собой ДН элементарного излучателя Гюйгенса, а второй сомножитель – множитель непрерывной плоской АР.

Таким образом, для расчёта ДН апертурных антенн можно использовать теорию плоских непрерывных АР.

*Коэффициент направленного действия.* По определению, КНД в направлении максимума излучения

$$D_0 = \frac{P_{\max}}{P_0}, \quad (5.12)$$

где  $P_{\max} = E_{\max}^2 / 240\pi$  – плотность потока мощности в максимуме ДН антенны.

Напряжённость поля  $E_{\max}$  определим из (5.10) при условии, что  $\theta = 0^\circ$  (максимум излучения синфазно возбуждаемой апертуры направлен по нормали к ней):

$$E_{\max} = E(\theta = 0^\circ) = \frac{1}{\lambda r_0} \left| \int_S \dot{E}_S dS \right|. \quad (5.13)$$

Для изотропной антенны

$$P_0 = \frac{P_{\Sigma_0}}{4\pi r_0^2}, \quad (5.14)$$

где мощность излучения эталонной антенны определяется выражением

$$P_{\Sigma_0} = \int_S P_S dS = \int_S \frac{|\dot{E}_S|^2}{240\pi} dS. \quad (5.15)$$

Тогда, подставляя (5.15) в (5.14), можно получить

$$P_3 = \frac{1}{4\pi r_0^2} \frac{1}{240\pi} \int_S |\dot{E}_S|^2 dS. \quad (5.16)$$

Подставляя (5.16) в исходное выражение для КНД (5.12), получим

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_S \dot{E}_S dS \right|^2}{\int_S |\dot{E}_S|^2 dS} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{\text{эфф}}. \quad (5.17)$$

Второй множитель в (5.17) показывает, насколько эффективно используется раскрыв антенны при данном виде её возбуждения. Он называется *эффективной площадью раскрыва*  $A_{\text{эфф}}$ .

Обозначим  $A_{\text{эфф}} = Sq$ , где  $q \leq 1$  – коэффициент использования площади (КИП).

Тогда выражение для КНД апертурной антенны (5.17) примет вид

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} Sq. \quad (5.18)$$

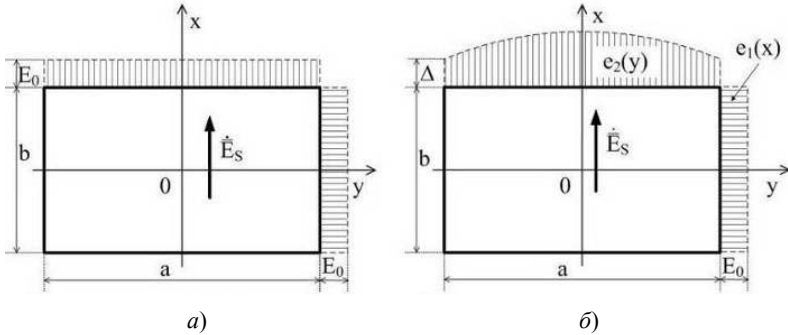
При равноамплитудном, синфазном распределении поля в раскрыве  $q = 1$ ;  $A_{\text{эфф}} = S$ , а КНД антенны будет максимальным для данного размера раскрыва. При неравноамплитудном распределении поля (спадающем к краям раскрыва) эффективная площадь и КИП уменьшаются, а значит, уменьшается и КНД. Несинфазность поля в раскрыве также влияет на эти параметры раскрыва аналогичным образом: уменьшается КИП,  $A_{\text{эфф}}$  и  $D_0$ .

### 5.3. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СИНФАЗНОГО РАСКРЫВА

Рассмотрим два характерных вида амплитудных распределений поля в раскрыве прямоугольной формы. Считаем, что раскрыв антенны лежит в плоскости  $XOY$  и имеет линейные размеры  $a$  и  $b$  (рис. 5.4). Поле линейно поляризовано. Направление вектора  $\dot{E}_S$  совпадает с осью  $OX$ . Требуется определить ДН в двух главных плоскостях:  $XOZ$  и  $YOZ$ .

*Равномерное амплитудное распределение.* В этом случае  $\dot{E}_S(x, y) = E_0 = \text{const}$  (рис. 5.4, а). В плоскости  $XOZ$  ( $E$ -плоскости)  $\varphi = 0$ ;  $\cos \varphi = 1$ ;  $\sin \varphi = 0$ .





**Рис. 5.4. Распределение амплитуды ЭМП по поверхности синфазного раскрыва прямоугольной формы:**  
*a* – равномерное; *б* – неравномерное разделяющееся

Проинтегрировав выражения (5.7), можно получить

$$F_{\theta}(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta}. \quad (5.19)$$

Так как  $\sin \varphi = 0$ ,  $F_{\varphi}(\theta) = 0$ .

В плоскости *YOZ* (*H*-плоскости)  $\varphi = \pi/2$ ;  $\cos \varphi = 0$ ;  $\sin \varphi = 1$ .

Проинтегрировав выражения (5.7), можно получить

$$F_{\varphi}(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{\frac{ka}{2} \sin \theta}. \quad (5.20)$$

Так как  $\cos \varphi = 0$ ,  $F_{\theta}(\theta) = 0$ .

Анализ полученных выражений позволяет заключить, что второй сомножитель является множителем непрерывной линейной АР в соответствующей плоскости. Этот множитель в основном и определяет направленные свойства раскрыва. Его можно представить в виде  $F_C(U) = \sin U/U$ , где  $U$  – обобщённая угловая координата. Первый же сомножитель в полученных выражениях представляет собой ДН излучателя Гюйгенса.

Ширина ДН определяется соотношением размеров раскрыва к длине волны:

$$2\theta_{0,5}^E = 51^\circ \frac{\lambda}{b}, \text{ [град]}, \quad 2\theta_{0,5}^H = 51^\circ \frac{\lambda}{a}, \text{ [град]}. \quad (5.21)$$

КНД определяется соотношением

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} ab. \quad (5.22)$$

*Неравномерное амплитудное разделяющееся распределение.* Амплитудное распределение называется *разделяющимся*, если оно может быть представлено в виде произведения двух функций, каждая из которых зависит только от одной координаты:

$$E_S(x, y) = E_0 e_1(x) e_2(y), \quad (5.23)$$

где  $E_0$  – амплитуда напряжённости поля в центре раскрыва;  $e_1(x)$  и  $e_2(y)$  – нормированные функции, описывающие распределение поля вдоль осей  $OX$  и  $OY$ , соответственно (рис. 5.4, б).

Пусть вдоль оси  $OX$  распределение поля будет равномерным,  $e_1(x) = 1$ , а вдоль оси  $OY$  – спадающим к краям до величины  $\Delta$ , по закону

$$e_2(y) = \Delta + (1 - \Delta) \cos \frac{\pi y}{a}. \quad (5.24)$$

Здесь параметр  $\Delta$  называется «пьедесталом» и показывает амплитуду поля на краях раскрыва, а закон распределения носит название «косинус на пьедестале».

Выполнив интегрирование выражения (5.7) при заданных условиях, можно получить следующие выражения для ДН:

- в плоскости  $XOZ$  ( $E$ -плоскости) – выражение, аналогичное (5.19);
- в плоскости  $YOZ$  ( $H$ -плоскости):

$$F_\varphi(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \left[ \Delta \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{\frac{ka}{2} \sin \theta} + \frac{\pi}{2} (1 - \Delta) \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)^2} \right]. \quad (5.25)$$

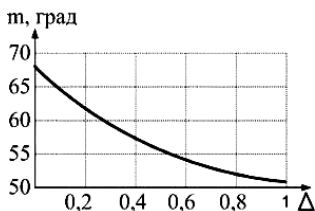
Таким образом, форма ДН определяется видом амплитудного распределения поля по раскрыву апертурной антенны. Ширина ДН зависит не только от размеров антенны, но и от степени спадания амплитуды поля к краям раскрыва (от величины  $\Delta$ ):

$$2\theta_{0,5} = m \frac{\lambda}{a}, \text{ [град]}, \quad (2.26)$$

где  $m = m(\Delta)$  – коэффициент, зависящий от степени спадания амплитуды поля к краям раскрыва (рис. 5.5).

Если  $\Delta = 1$ , то реализуется равномерный закон распределения амплитуды поля по раскрыву антенны, при этом  $m = 51$  град; если  $\Delta = 0$ , то реализуется косинусоидальный закон распределения амплитуды поля по раскрыву антенны, при этом  $m = 68$  град.

Таким образом, при использовании спадающих к краям раскрыва антенны амплитудных распределений происходит расширение главного лепестка ДН, уменьшение КИП и ЭПР, а также уменьшается уровень боковых лепестков ДН. Следовательно, выбор и реализация амплитудного распределения является задачей оптимизации параметров антенны по заданному критерию.



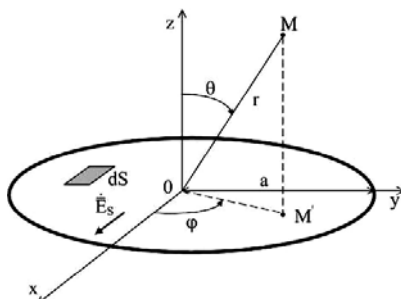
**Рис. 5.5. Зависимость коэффициента  $m$  от величины «пьедестала»**

#### 5.4. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ КРУГЛОГО СИНФАЗНОГО РАСКРЫВА

Пусть антенна имеет круглый раскрыв радиусом  $a$  с синфазным распределением поля. Электрический вектор  $\dot{\vec{E}}_S$  полагаем всюду на раскрыве параллельным оси  $Ox$  (рис. 5.6).

Для круглого раскрыва распределение поля по раскрыву более удобно выражать не в прямоугольной, а в полярной системе координат. В ней элемент поверхности  $dS = r_S d\varphi_S dr_S$ , где  $r_S$  и  $\varphi_S$  – координаты элемента на раскрыве. Характер распределения амплитуды поля по раскрыву в общем случае описывается функцией двух переменных  $\dot{E}_S(r_S, \varphi_S)$ . Но так как на практике в антеннах с такой формой раскрыва используют осесимметричные амплитудные распределения (не зависящие от угла  $\varphi_S$ ), то указанная функция зависит лишь от одной переменной –  $\dot{E}_S(r_S)$ .

Если амплитудное распределение по раскрыву равномерное, то ДН будет описываться выражением



**Рис. 5.6. Поле излучения круглого раскрыва**

$$F(\theta) = (1 + \cos \theta) \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta}, \quad (5.27)$$

где  $J_1(U)$  – функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка;  $U = ka \sin \theta$  – обобщённая угловая координата.

Видно, что как и амплитудное распределение, ДН является осесимметричной, т.е. в любой меридиональной плоскости ( $\varphi = \text{const}$ ) одинаковой.

При использовании спадающих к краям раскрыва амплитудных распределений изменения ширины ДН, уровня боковых лепестков, КИП и ЭПР будет происходить аналогично тому, как и для антенн с прямоугольной формой раскрыва.

### 5.5. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ НА ФОРМУ ДН ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

Выше рассматривались раскрывы с синфазным распределением поля. В них максимум излучения направлен по нормали к плоскости раскрыва. Однако на практике необходимы антенны и с отклонённым от нормали к плоскости раскрыва главным лепестком. Кроме того, в ряде случаев необходимо создавать ДН с расширенным главным лепестком сложной формы. Выполнение этих задач требует использования несинфазных раскрывов. Помимо этого, фазовые искажения появляются из-за неточного конструктивного исполнения антенны в процессе массового производства, а также из-за деформации в процессе её эксплуатации под влиянием внешних факторов, например температуры.

В общем случае фазовое распределение поля по раскрыву можно представить в виде функции  $\psi(x_S, y_S)$ . Считая, что распределение является разделяющимся, представим его как функцию одной линейной координаты, например  $\psi(x_S)$ .

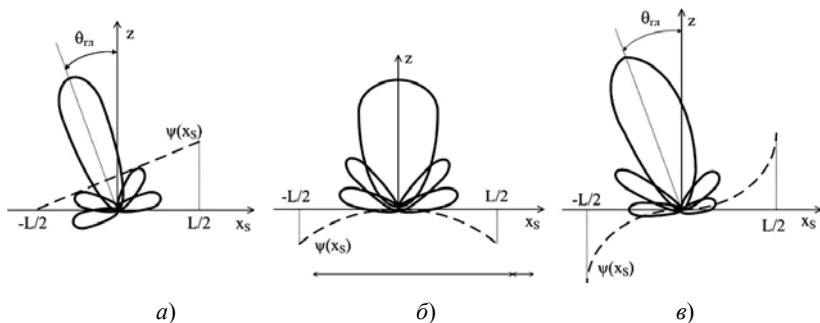
Фазовое распределение любого вида можно представить в виде степенного ряда

$$\psi(x_S) = a_1 x_S + a_2 x_S^2 + \dots + a_n x_S^n + \dots, \quad (5.28)$$

где  $a_1, a_2, \dots, a_n$  – постоянные коэффициенты. Если все эти коэффициенты равны нулю, то раскрыв является синфазным.

Произведём оценку влияния каждого слагаемого (5.28) на форму ДН.

*Линейный закон изменения фазы:*  $\psi(x_S) = a_1 x_S$ . В этом случае происходит отклонение максимума главного лепестка ДН относительно нормали к плоскости раскрыва антенны на угол  $\theta_{г.л} = \arcsin(a_1/k)$  в сторону края, где наблюдается отставание фазы. Отклонение лепестка сопровождается его расширением и уменьшением КНД антенны (рис. 5.7, а).



**Рис. 5.7. Влияние фазовых искажений на форму ДН:**  
*a* – линейное изменение фазы; *б* – квадратичное изменение фазы;  
*в* – кубическое изменение фазы

*Квадратичный закон изменения фазы*  $\psi(x_S) = a_2 x_S^2$ . Если произвести точные расчёты с использованием выражения (5.11), то ДН такой антенны будет выражаться через интегралы Френеля. Анализ методом сравнения говорит о том, что, по сравнению с синфазным раскрывом, происходит расширение главного лепестка и рост боковых лепестков (рис. 5.7, б). Так как второе слагаемое распределения (5.28) симметрично относительно центра раскрыва, то нарушение симметрии ДН не происходит. С ростом несинфазности заметно падает КНД раскрыва. Влияние фазовой ошибки (отклонения от синфазности) невелико, если на краю раскрыва она не превышает  $\pi/4$ .

*Кубический закон изменения фазы*  $\psi(x_S) = a_3 x_S^3$ . Так как данная функция несимметрична, то при изменении фазы по кубическому закону главный лепесток ДН не только расширяется, но и отклоняется в сторону отставания фазы. Вместе с этим нарушается симметрия ДН. Уровень боковых лепестков в направлении отклонения ДН становится выше, а в другом направлении – ниже (рис. 5.7, в).

*Случайные фазовые ошибки*, как правило, возникают и в процессе изготовления, и в процессе эксплуатации антенн. Эти ошибки приводят к случайным изменениям формы ДН, которая, следовательно, может рассматриваться как случайная функция. Поэтому анализ направленных свойств раскрыва в общей постановке требует применения статистической теории антенн.

## II. АНТЕННЫЕ УСТРОЙСТВА

---

### 6. ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Исторически такие антенны использовались первыми, так как с конструктивной точки зрения являются простейшими. В настоящее время вибраторные антенны представляют собой отрезки провода или металлические стержни определённой длины. Они широко применяются на практике в диапазонах от километровых до дециметровых волн. Чаще всего используются в связных радиостанциях, а также в системах радиотехнического обеспечения полётов.

Вибраторные антенны относятся к классу линейных антенн. В соответствии с теорией таких антенн для расчёта их поля излучения и основных характеристик и параметров необходимо знать закон распределения тока вдоль антенны  $\dot{I}(z)$ .

#### 6.1. СИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ

**Общие сведения о симметричных вибраторах.** *Симметричный вибратор* (СВ) – вибратор в виде двух симметрично расположенных в одной плоскости проводников одинаковой длины, к примыкающим концам которых подводится фидер. СВ, оси проводников которого располагаются на одной прямой, называют линейным.

Как следует из конструкции СВ, в нём распределение тока является симметричным относительно клемм питания, т.е. амплитуды и фазы тока в сечениях, отстоящих от клемм питания на одинаковую величину, равны  $\dot{I}(z) = \dot{I}(-z)$ .

Для того чтобы соблюдалась электрическая симметрия в такой антенне, необходимо выполнение следующих условий:

- оба плеча СВ по форме и размерам должны быть одинаковыми;
- они должны занимать одинаковые положения относительно поверхности нулевого потенциала (экрана, поверхности земли);
- питание вибратора должно быть симметричным, т.е. напряжения на клеммах (входных зажимах) должны быть равны по величине и иметь разную полярность (сдвинуты по фазе на  $180^\circ$ ).

Симметричные вибраторы классифицируются по следующим признакам:

– по электрической длине: электрически короткий  $2l \ll \lambda$ ; полуволновой  $2l = \lambda/2$ ; волновой  $2l = \lambda$ ;

– по конструкции: цилиндрический, петлевой, с ёмкостной нагрузкой, биконический, вибратор – «бабочка».

Выбор фидера и способа питания симметричной вибраторной антенны зависит прежде всего от диапазона её рабочих частот. При этом могут использоваться двухпроводная линия передачи, полосковая линия передачи или коаксиальный кабель. Если используется симметричная линия передачи (двухпроводная или симметричная полосковая), то она может непосредственно подключаться к зажимам вибратора. Если же в качестве фидера используется несимметричная линия передачи (коаксиальная или несимметричная полосковая), то необходимо использовать специальное симметрирующее устройство.

### **Распределение тока по длине симметричного вибратора.**

Поскольку вибраторная антенна относится к классу линейных антенн, то все её характеристики и параметры можно определить, зная закон распределения тока вдоль антенны  $\dot{I}(z)$ . Если толщина проводников вибратора много меньше его длины, то вибратор можно приближённо считать бесконечно тонким и распределение тока в нём можно определить в результате решения интегрального уравнения. В этом случае закон распределения тока вдоль вибратора имеет вид сходящегося ряда:

$$\dot{I}(z) = j \frac{\dot{U}_A}{60\Omega} \left[ \frac{\sin k(l-|z|) + \beta_1/\Omega + \beta_2/\Omega^2 + \dots}{\cos kl + \alpha_1/\Omega + \alpha_2/\Omega^2 + \dots} \right], \quad (6.1)$$

где  $\Omega = 2 \ln(2l/a)$ ;  $a$  – радиус проводника вибратора,  $l$  – половина длины вибратора;  $\alpha_n$  и  $\beta_n$  – комплексные коэффициенты, зависящие от длины вибратора в длинах волн. Число членов рядов в числителе и знаменателе (6.1), которые необходимо учитывать для получения распределения тока с необходимой точностью, зависит от параметра  $\Omega$ , т.е. чем толще проводники вибратора, тем больше членов ряда необходимо использовать. Для бесконечно тонкого вибратора дробные члены рядов в (6.1) становятся пренебрежительно малыми по сравнению с синусом и косинусом, и выражение для распределения тока принимает вид

$$\dot{I}(z) \approx j \frac{\dot{U}_A}{60\Omega} \frac{\sin k(l-|z|)}{\cos kl} = \dot{I}_n \sin k(l-|z|), \quad (6.2)$$

где  $\dot{I}_n$  – ток в пучности.

Из (6.2) следует, что распределение тока в бесконечно тонком вибраторе описывается законом стоячей волны с узлами на концах проводников и зависит от электрической длины вибратора  $2l/\lambda$ . Распределение тока в вибраторах конечной толщины отличается от синусоидального тем сильнее, чем толще проводники вибратора. Наиболее существенными отличиями являются отсутствие нулей и несинфазность тока по длине в пределах одной полуволны.

Соответственно, напряжение по длине СВ распределено по закону:

$$\dot{U}(z) = \dot{U}_n \cos k(l - |z|), \quad (6.3)$$

где  $\dot{U}_n$  – напряжение в пучности вибратора.

Сравнивая (6.2) и (6.3), видим, что в сечении, где ток имеет пучность, напряжение равно нулю и наоборот.

Обычно размеры СВ определяют по отношению к длине волны. Наиболее распространённым является полуволновой СВ. Распределение тока и напряжения вдоль него имеет вид, изображённый на рис. 6.1.

Для вибраторов различной электрической длины распределение токов будет зависеть от их размеров в длинах волн, что показано на рис. 6.2.

У реальных вибраторов картина распределения тока вдоль их длины будет несколько иной. Это объясняется как процессом излучения электромагнитной энергии в СВ, так и тем, что погонные параметры у него по длине будут изменяться.

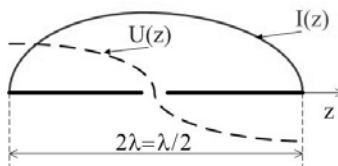


Рис. 6.1. Распределение тока и напряжения вдоль СВ

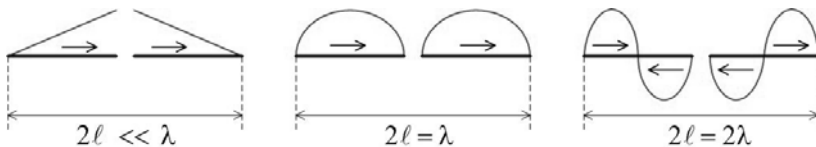


Рис. 6.2. Распределение тока вдоль вибраторов различной длины



Таким образом, более точным аналогом вибратора может считаться эквивалентный отрезок двухпроводной линии с равномерными по длине потерями. При этом ток в узлах не достигает нулевого значения (за исключением концов вибратора). А расстояние между соседними узлами стоячей волны тока немного меньше  $\lambda/2$ , так как фазовая скорость волны вдоль вибратора меньше скорости света.

Если  $2l > \lambda$ , то такой СВ становится несинфазным излучателем.

**Поле излучения симметричного вибратора.** Расположим симметричный вибратор вдоль оси  $OZ$  прямоугольной системы координат (рис. 6.3).

Точка  $M$  расположена в дальней зоне антенны, т.е.  $r_0 \gg \lambda$ .

В соответствии с теорией линейных антенн поле излучения СВ определяется по известному закону распределения тока:

$$\dot{E}(\theta, \varphi) = j \frac{30k}{r_0} F_0(\theta) e^{-jkr_0} \int_{-l}^{+l} \dot{I}(z) e^{jkz \cos \theta} dz, \quad (6.4)$$

где  $F_0(\theta) = \sin \theta$  – диаграмма направленности вибратора Герца;  $r_0$  – расстояние от центра СВ до точки наблюдения.

Подставляя в (6.4) распределение тока из (6.2), можем получить

$$\dot{E}(\theta, \varphi) = \dot{E}(\theta) = j \frac{60I_{II}}{r_0} e^{jkr_0} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}. \quad (6.5)$$

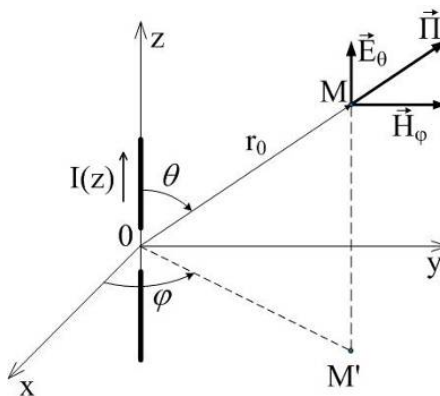


Рис. 6.3. Структура поля излучения симметричного вибратора

Первый множитель данного выражения является амплитудным и показывает взаимосвязь напряжённости поля с током в вибраторе и расстоянием до точки наблюдения. Вторым множителем – фазовым множителем, он описывает геометрию фазового фронта волны в виде сферы с центром в геометрическом центре СВ. Последний множитель описывает направленные свойства СВ и является ненормированной диаграммой направленности (ДН).

Амплитуду напряжённости поля вибратора можем найти из (6.5):

$$E(\theta) = \frac{60I_{\text{п}}}{r_0} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta}, \quad (6.6)$$

а её максимальное значение при  $\theta = \pi/2$  будет равно

$$E_{\text{max}} = \frac{60I_{\text{п}}}{r_0} (1 - \cos kl). \quad (6.7)$$

**Основные характеристики и параметры симметричных вибраторов.** *Диаграмма направленности.* Из выражения для напряжённости поля (6.6) следует, что СВ имеет направленные свойства только в меридиональной ( $E$ -) плоскости. При этом максимум излучения будет соответствовать  $\theta_{\text{max}} = \pi/2$  и  $f_{\text{max}}(90^\circ) = 1 - \cos kl$ . Тогда нормированная ДН будет иметь вид

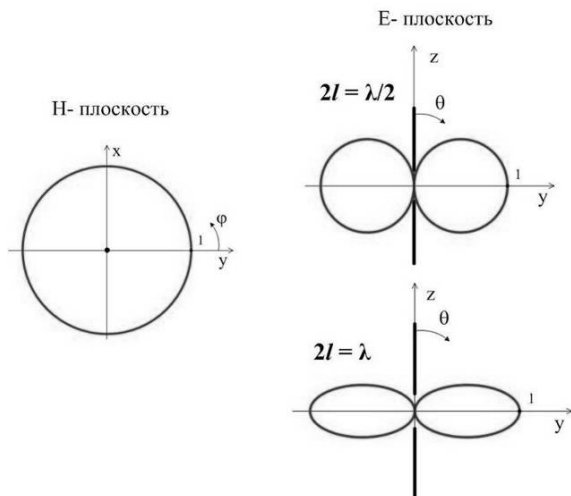
$$F(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta (1 - \cos kl)}. \quad (6.8)$$

Необходимо отметить, что выражение (6.8) справедливо при  $2l \leq 5\lambda/4$ , так как при больших размерах вибратора ДН приобретает многолепестковый характер, что объясняется несинфазностью возбуждения разных участков антенны. При этом максимум ДН не будет ориентирован под углом  $\theta = \pi/2$  и для получения нормированной ДН необходимо найти новый нормирующий множитель.

В азимутальной ( $H$ -) плоскости, т.е. вокруг СВ, направленные свойства отсутствуют и его ДН равна

$$F(\varphi) = 1. \quad (6.9)$$

Графическое изображение ДН симметричного вибратора при различных значениях его длины представлено на рис. 6.4.



**Рис. 6.4.** ДН симметричного вибратора в главных плоскостях

Если вибратор полуволновой, то

$$kl = \frac{2\pi \lambda}{\lambda} \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2},$$

и нормированная ДН из (6.8) описывается выражением

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}. \quad (6.10)$$

*Поляризационные свойства.* Из рисунка 6.3 видно, что вектор  $\vec{E}$  поля, излучаемого СВ, расположен только в плоскости, проходящей через него, следовательно, он излучает ЭМП линейной поляризации. Положение плоскости поляризации и соответственно вид линейной поляризации задаются положением СВ в пространстве.

*Коэффициент направленного действия.* КНД можно найти из общего выражения путём подстановки выражения ДН для заданных размеров СВ. Для полуволнового вибратора он равен

$$D_0 = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta} = \frac{2}{\int_0^{\pi} \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right]^2} = 1,64. \quad (6.11)$$

*Действующая длина.* Для антенн линейного типа действующая длина определяется выражением

$$l_{\text{д}} = \frac{1}{I_{\text{А}}} \int_{-l}^l I(z) dz . \quad (6.12)$$

Из (6.2) найдём ток на входных зажимах СВ

$$I_{\text{А}} = I(0) = I_{\text{п}} \sin kl . \quad (6.13)$$

Подставляя (6.2) и (6.13) в (6.12), получим

$$l_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \left( \frac{kl}{2} \right) . \quad (6.14)$$

Для полуволнового СВ размер плеча  $l = \lambda/4$ . Следовательно,  $l_{\text{д}} = \lambda/\pi$  или  $l_{\text{д}} = 0,64 \cdot 2l$ .

*Сопротивление излучения.* Наиболее часто сопротивление излучения определяется по отношению к пучности тока.

$$R_{\Sigma_{\text{п}}} = \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)]^2}{\sin \theta (1 - \cos(kl))} d\theta . \quad (6.15)$$

Данный интеграл не выражается через элементарные функции. Поэтому результат расчёта по выражению (6.15) изобразим в виде графика, представленного на рис. 6.5.

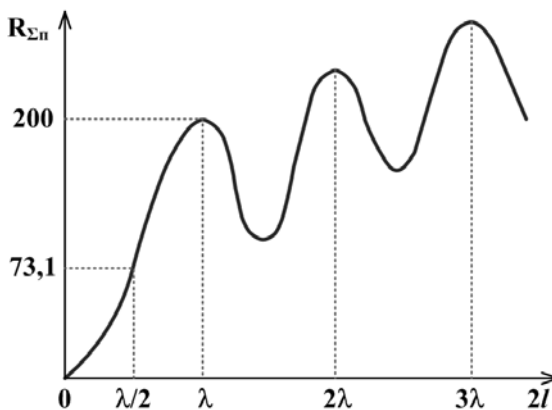


Рис. 6.5. Зависимость  $R_{\Sigma_{\text{п}}}$  от электрической длины вибратора

Как следует из рисунка, до величины  $2l \leq \lambda$  сопротивление излучения возрастает с увеличением длины вибратора. Это объясняется синфазным возбуждением его отдельных частей. При  $2l > \lambda$  появляются участки с противоположным направлением тока (с противофазным возбуждением). Это приводит к уменьшению сопротивления и мощности излучения. В целом кривая  $R_{\Sigma_{\Pi}}$  имеет колебательный характер с максимальными значениями при чётном числе и минимальными – при нечётном числе полуволн, укладываемых вдоль плеч вибратора.

Необходимо отметить, что сопротивление излучения  $R_{\Sigma_{\Pi}}$  для тонких вибраторов будет следующим:

- для полуволнового –  $R_{\Sigma_{\Pi}} = 73,1 \text{ Ом}$ ;
- для волнового –  $R_{\Sigma_{\Pi}} = 200 \text{ Ом}$ .

Для электрически коротких вибраторов сопротивление излучения можно определить по формуле, полученной для элементарного электрического вибратора:

$$R_{\Sigma} \approx 800(l/\lambda)^2.$$

*Входное сопротивление.* Оно по характеру является комплексным и равно отношению напряжения на входных зажимах к току питания:

$$\dot{Z}_A = \frac{\dot{U}_A(z=0)}{\dot{I}_A(z=0)} = R_A + jX_A. \quad (6.16)$$

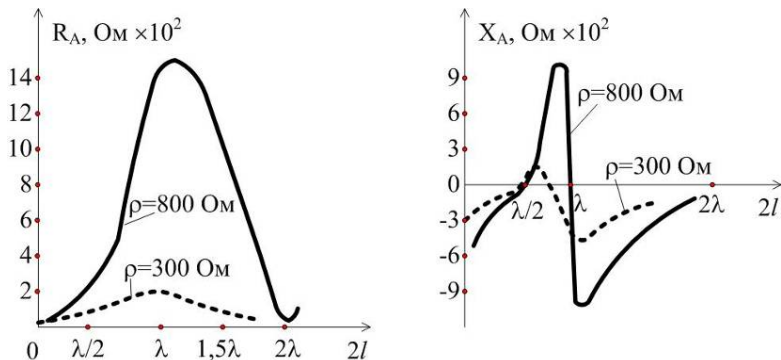
Определим это сопротивление, считая, что активная мощность в антенне расходуется лишь на излучение и активная составляющая входного сопротивления  $R_A \cong R_{\Sigma}$ . Будем полагать, что реактивная составляющая входного сопротивления приближённо может быть равной аналогичному параметру эквивалентного отрезка длинной линии длиной  $l$ , разомкнутого на конце:

$$jX_A = -j\rho \operatorname{ctg}(kl), \quad (6.17)$$

где  $\rho$  – волновое сопротивление вибратора:

$$\rho = 120 \left( \ln \left[ \frac{2l}{a} \right] - 1 \right).$$

В частности, для бесконечно тонкого полуволнового вибратора входное сопротивление равно  $X_A = 0; \Rightarrow \dot{Z}_A = R_A = R_{\Sigma_{\Pi}} = 73,1 \text{ Ом}$ .



**Рис. 6.6.** Зависимость активной и реактивной составляющих входного сопротивления СВ от его электрической длины

Представляет большой интерес изменение входного сопротивления СВ при изменении частоты и значений  $\rho$ . На рисунке показаны кривые  $R_A = R_A(l/\lambda)$  и  $X_A = X_A(l/\lambda)$ .

Из рисунка видно, что при  $2l = 0,5\lambda$  ( $l/\lambda = 0,25$ ) и  $2l = \lambda$  ( $l/\lambda = 0,5$ ) имеют место резонансы. При этом  $X_A = 0$ . В первом случае резонанс последовательный, во втором – параллельный. Далее резонансы повторяются.

Реактивное сопротивление вибратора носит ёмкостный характер ( $X_A < 0$ ) при  $2l < 0,5\lambda$  и индуктивный характер ( $X_A > 0$ ) при  $0,5\lambda < 2l < \lambda$ .

Более точные расчёты показывают, что входное сопротивление тонкого полуволнового СВ равно  $Z_A = 73,1 + 42,5j$ , Ом, причём активная составляющая практически не зависит от  $\rho$ . При этом  $X_A \neq 0$ . Фактически реактивное сопротивление обращается в нуль при длине вибратора  $2l$ , не точно равной  $l/2$ , а несколько меньшей (на 5...8%). Поэтому для точной настройки в резонанс длину вибратора необходимо несколько уменьшить. Чем толще вибратор, тем больше его необходимо укорачивать.

**Широкополосные вибраторы.** Основным фактором, определяющим полосу рабочих частот СВ является изменение входного сопротивления при изменении частоты. Поэтому широкополосные вибраторы – это вибраторы с низким значением волнового сопротивления  $\rho$  (у них проводники утолщённые). При этом зависимости  $R_A = f(l/\lambda)$

и  $X_A = f(l/\lambda)$  изменяются более плавно, как это видно из рис. 6.6. Поэтому для вибратора из толстых проводников гораздо в большей полосе частот можно обеспечить необходимое согласование с фидером, не прибегая даже к согласующим устройствам. При переходе на цилиндрическую форму плеч вибратора существенно увеличивается входная ёмкость, так как площадь поперечных сечений плеч, выходящих на зажимы, увеличивается. Чтобы избежать этого, входные части вибраторов выполняют в виде конусов. Если плечи СВ – конусы, то вибратор называют биконической антенной, которая изображена на рис. 6.7.

При этом конус может быть как сплошным, так и выполнен из отдельных проводников, являющихся образующими конуса.

В плоском исполнении широкополосные вибраторы могут иметь плечи в виде трапеций или нескольких расходящихся полосок (рис. 6.7). Первый из них получил наименование вибратор «бабочка», а второй Ж-образный вибратор.

Наибольшее применение как самостоятельная антенна, так и в качестве составной части более сложных находит петлевой вибратор, предложенный А. А. Пистолькорсом в 1936 г. Он состоит из двух полуволновых укороченных СВ, включенных последовательно между собой (рис. 6.8).



Рис. 6.7. Широкополосные вибраторы

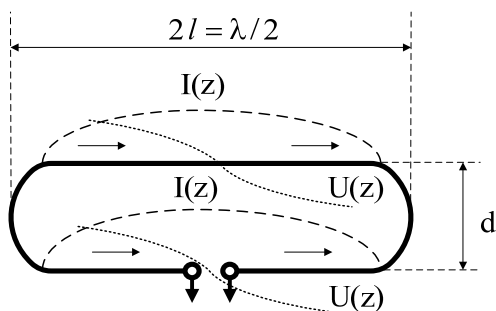


Рис. 6.8. Распределение тока и напряжения вдоль вибратора Пистолькорса

При этом вдоль вибраторов устанавливается одинаковый закон распределения тока и напряжения. Расстояние между вибраторами выбирается малым по сравнению с длиной волны  $d \approx 0,1\lambda$ , поэтому ДН и КНД такого вибратора не отличаются от обычного полуволнового. Но по эффективности излучения петлевой вибратор эквивалентен полуволновому СВ с удвоенным значением тока в каждом сечении, в том числе и на зажимах, поэтому справедливо равенство:  $R_{\Sigma \text{ПЕТЛ.В}} = 4R_{\Sigma \text{СИММ.В}}$ . Таким образом, у петлевого вибратора  $R_{\Sigma} = 4 \cdot 73,1 \approx 292$  Ом, а с учётом потерь  $R_{\Lambda} \approx 300$  Ом. Входное сопротивление петлевого вибратора можно изменить применением составляющих его СВ разных диаметров.

Петлевой вибратор имеет улучшенные диапазонные свойства по согласованию с фидером, так как его входное сопротивление в меньшей степени зависит от числа подводимых электромагнитных колебаний. Это объясняется взаимным влиянием близко расположенных вибраторов через поля излучения.

Важное конструктивное достоинство петлевого вибратора заключается в возможности крепления средней точки его верхней половины непосредственно к металлической мачте без изолятора, поскольку здесь антенна имеет нулевой потенциал.

Такие антенны применяют в диапазоне метровых волн.

На коротких волнах используют вибратор Надененко (рис. 6.9).

Конструктивно плечи вибратора выполняются из 6 – 8 параллельных проводов диаметром 3...5 мм, образующих цилиндр диаметром  $\approx 1$  м. Волновое сопротивление такого вибратора оказывается достаточно низким (около 300 Ом), а частотная зависимость входного сопротивления оказывается сглаженной.

Для улучшения диапазонных свойств данной антенны Г. З. Айзенбергом был дополнительно введён шлейф-перемычка между плечами (рис. 6.10). Шлейф представляет собой эквивалентный отрезок длинной линии –  $l_{ш}$ , короткозамкнутый на конце. Наличие в схеме двух параллельных ветвей (разомкнутый и короткозамкнутый) создаёт условия для сглаживания кривой входного сопротивления в большом диапазоне частот.

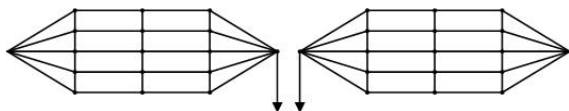
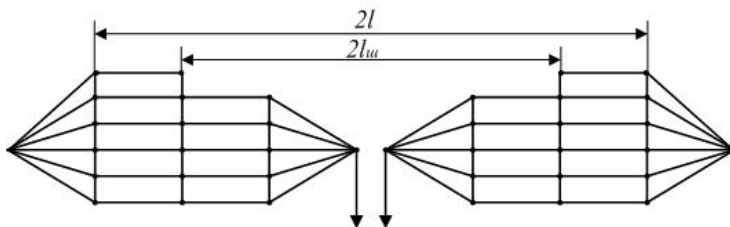


Рис. 6.9. Вибратор Надененко





**Рис. 6.10. Вибратор Айзенберга**

Это позволяет эффективно использовать вибраторы Надененко в диапазоне длин волн от 16 до 40 м.

## 6.2. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

**Общие сведения о несимметричных вибраторах.** *Несимметричный вибратор* (НСВ) – вибратор, располагаемый над проводящей поверхностью, соединяемый одним концом с проводником фидера, второй проводник которого соединяется с проводящей поверхностью, например землёй, противовесом антенны или корпусом объекта.

Исходя из условий распространения средних, длинных и сверхдлинных волн, в этих диапазонах необходимо применять антенны с вертикальной поляризацией, а значит, и вертикального расположения. При этом максимальное излучение антенны должно быть направлено вдоль земной поверхности. Такими свойствами обладают проводочные вертикальные антенны в виде несимметричных вибраторов. Для них земная поверхность имеет в этих диапазонах достаточно высокие проводящие свойства и играет роль экрана.

В диапазонах коротких волн применяют несимметричные стержневые вибраторы (штыри), как правило, совмещённые с экранами.

Таким образом, несимметричная вибраторная антенна – это линейная антенна в виде проводника (штыря), расположенного непосредственно у земли (или металлического экрана) перпендикулярно или наклонно к её поверхности. По конструкции различают следующие виды НСВ: штыревые; несимметричный петлевые; Г-образные; Т-образные; зонтичные.

Для питания НСВ удобно в качестве линий передачи использовать коаксиальный фидер, соединяя его центральный провод с верхней клеммой вибратора (и генератора), а оплётку – с землёй или металлическим экраном.

Поскольку НСВ относится к классу линейных антенн, то все его характеристики и параметры можно определить с помощью теории линейных антенн по известному распределению тока вдоль проводника. Однако теория несимметричных антенн получается наиболее простой, если поверхность экрана считать идеально проводящей и бесконечной по размерам, а её влияние учитывать с помощью метода зеркальных изображений.

**Метод зеркальных изображений в теории антенн и его применение.** Рассмотрим влияние идеально проводящей поверхности бесконечных размеров на поле излучения НСВ, расположенного над ней. Он создаёт ЭМП только в верхней части полупространства, так как нижнее полностью экранировано проводящей поверхностью (рис. 6.11). Поле излучения антенны в точке  $M$ , расположенной в дальней зоне, определяется как сумма полей, пришедших в эту точку прямым путём 1 и по пути 2 – 2'.

При этом падающая 2 и отражённая 2' волны имеют вблизи поверхности экрана касательные составляющие  $\vec{E}_{\tau \text{ пад}}$  и  $\vec{E}_{\tau \text{ отр}}$ , такие, что выполняется идеальное граничное условие

$$\vec{E}_{\tau} = \vec{E}_{\tau \text{ пад}} + \vec{E}_{\tau \text{ отр}} = 0 \Rightarrow \vec{E}_{\tau \text{ пад}} = -\vec{E}_{\tau \text{ отр}}.$$

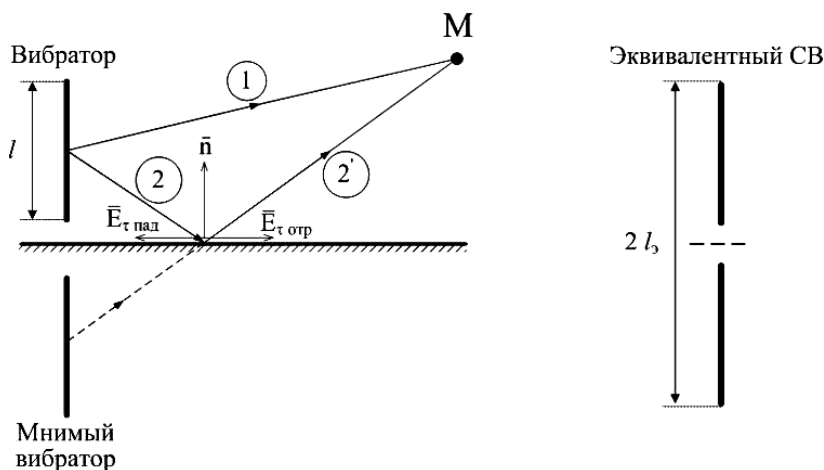


Рис. 6.11. Метод зеркальных изображений для замены НСВ на эквивалентный ему СВ

Метод зеркальных изображений предполагает, что влияние отражающей поверхности можно эквивалентно заменить излучением другого (мнимого) вибратора, являющегося зеркальным изображением реального. Тогда систему «НСВ–отражающая поверхность» можно заменить на эквивалентный СВ, излучающий только в верхнюю часть пространства. Данный метод позволяет не только рассчитывать характеристики и параметры НСВ по аналогичным характеристикам и параметрам СВ, но и определять направленные свойства многих антенн, приподнятых над земной поверхностью на высоту  $h$ . В этом случае метод зеркальных изображений позволяет рассматривать такую антенну как двухэлементную равноамплитудную антенную решётку с расстоянием между элементами, равным удвоенному расстоянию от реальной антенны до земной поверхности. Если такая антенна излучает ЭМП вертикальной поляризации, то считают, что она совместно со своим зеркальным изображением образует двухэлементную синфазную АР. Для антенн с горизонтальной поляризацией ЭМП такая антенная решётка имеет элементы, возбуждаемые противофазно.

**Основные характеристики и параметры НСВ.** *Диаграмма направленности.* На основании вышеуказанного следует, что ДН несимметричного вибратора для верхнего полупространства полностью соответствует ДН симметричного аналога.

$$F^E(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \sin \theta} \quad \text{при } 0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ. \quad (6.18)$$

Если  $l = \lambda/4$ , то выражение для ДН примет вид

$$F^E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad \text{при } 0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ. \quad (6.19)$$

ДН НСВ в горизонтальной  $H$ -плоскости точно такая же, как у СВ (рис. 6.4), т.е. ненаправленная:  $F^H(\varphi) = 1$ .

Форма ДН для несимметричного вибратора в  $E$ -плоскости представлена на рис. 6.12.

*Коэффициент направленного действия.* Так как НСВ не излучает энергии в нижнее полупространство, то при одинаковой мощности излучения его КНД оказывается в 2 раза больше по сравнению с КНД эквивалентного СВ. КНД четвертьволнового несимметричного вибратора равен  $D_0 = 2 \cdot 1,64 = 3,28$ . При  $l \ll \lambda$ ,  $D_0 = 3$ .

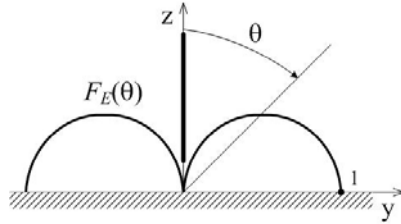


Рис. 6.12. ДН несимметричного вибратора

*Действующая длина.* Закон распределения тока по длине НСВ соответствует распределению тока по каждому плечу СВ. Следовательно, из-за вдвое меньшего геометрического размера и действующая длина НСВ будет также в два раза меньше, чем у СВ.

$$l_d = \frac{\lambda}{2\pi}; \quad \text{если } l = \frac{\lambda}{4}, \quad \text{то } l_d = 0,64l.$$

Для электрически коротких НСВ при  $l \ll \lambda$   $l_d = 0,5l$ .

*Входное сопротивление.* Так как входное сопротивление линейной антенны  $\dot{Z}_A = \dot{U}_{A \text{ вх}} / \dot{I}_{A \text{ вх}}$ , то сравним значения  $\dot{U}_{A \text{ вх}}$  и  $\dot{I}_{A \text{ вх}}$  для НСВ и эквивалентного ему СВ. Распределение тока и его значение на входных зажимах будут одинаковыми, а напряжение на клеммах несимметричного будет в 2 раза меньше, чем симметричного (рис. 6.13).

$$\dot{U}_{A \text{ НСВ}} = \frac{1}{2} \dot{U}_{A \text{ СВ}}.$$

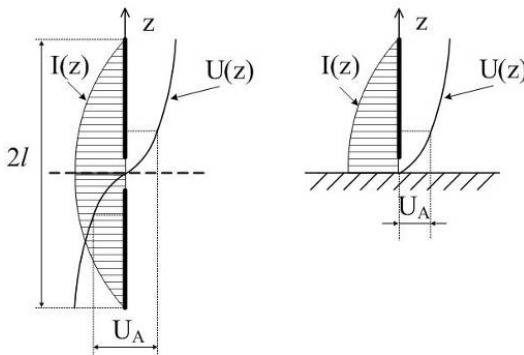


Рис. 6.13. Распределение тока и напряжения по длине НСВ и СВ

Отсюда следует, что и входное сопротивление НСВ в 2 раза меньше, чем у эквивалентного СВ:

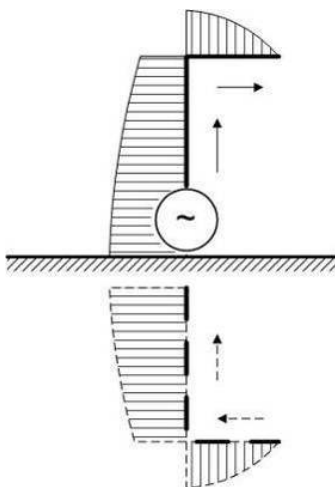
$$\dot{Z}_{\text{АНСВ}} = \frac{1}{2} \dot{Z}_{\text{АСВ}}.$$

Для четвертьволнового вибратора оно составит

$$\dot{Z}_{\text{А}} = (36,6 + 21,13j) \text{ Ом}.$$

**Типы несимметричных вибраторных антенн.** При использовании в системах КВ-радиосвязи и в более длинных диапазонах волн геометрическая длина (т.е. высота) антенны получается значительной. Для уменьшения высоты при выполнении требования настройки в резонанс (чтобы входное сопротивление было чисто активным) используются антенны с горизонтальной частью. Эта часть антенны в излучении почти не участвует, так как происходит компенсация полей от горизонтального провода и его зеркального изображения, что показано на рис. 6.14. Такие антенны называют Г-образными. Наличие горизонтальной части выравнивает распределение тока по вертикальной и тем самым приводит к увеличению действующей длины.

Применяя длинную и многопроводную горизонтальную часть, можно заметно увеличить действующую длину и сопротивление излучения электрически короткого НСВ, а, следовательно, повесить его КПД.



**Рис. 6.14. Распределение тока вдоль Г-образной антенны**

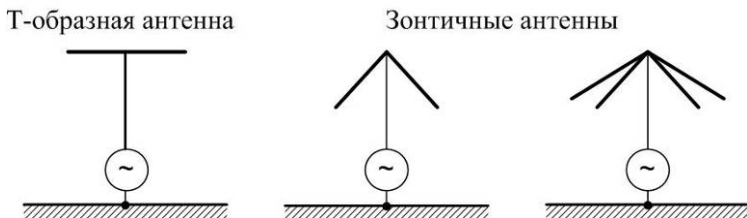


Рис. 6.15. Конструкция НСВ с горизонтальными частями

На рисунке 6.15 представлены некоторые типы несимметричных антенн с горизонтальными частями. Такие антенны применяются для связи на СВ, ДВ, а также в радиотехнических системах дальней навигации.

Если с помощью горизонтальных частей не удаётся настроить антенну в резонанс, то включают согласующее устройство, которое компенсирует реактивную составляющую входного сопротивления антенны (рис. 6.16).

Так как при перестройке КВ-радиостанций по диапазону (20... 30 МГц) реактивность входного сопротивления может быть и по характеру и по значению различной, то используют специальные антенно-согласующие устройства, в которых предусмотрена как коммутация различных реактивностей, так и изменение их параметров.

Как и у СВ, у несимметричного основным фактором, определяющим ширину диапазона рабочих частот, является изменение входного сопротивления при изменении частоты. Поэтому утолщение проводника НСВ позволяет расширить его диапазон рабочих частот.

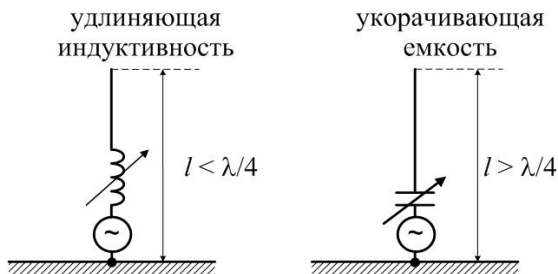
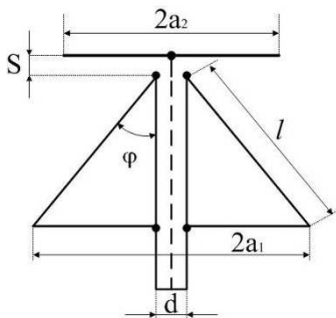


Рис. 6.16. Схемы настройки антенны при  $l \neq \lambda/4$



**Рис. 6.17. Конструкция дискоконусной антенны**

В частности, проводник может иметь коническую форму, а роль экрана может выполнять металлический диск. Такая антенна называется дискоконусной и применяется в качестве антенны наземных УКВ-радиостанций. По способу питания антенна является антенной верхнего типа питания: центральный провод фидера соединён с центром диска, а наружный провод (экран) соединяется с вершиной конуса, как это показано на рис. 6.17.

Геометрические размеры такой антенны должны быть следующими:

- длина образующей конуса  $l \approx 0,3\lambda_{\max}$  ;
- диаметр основания конуса  $2a_1 = 2(l \sin \varphi + 0,5d)$  ;
- диаметр диска  $2a_2 = 0,7 \cdot (2a_1)$  ;
- зазор между диском и конусом  $S = 0,3d$ .

Такая антенна является широкополосной как по входному сопротивлению, так и по форме ДН. Она обеспечивает более чем двукратное перекрытие по частоте. ДН дискоконусной антенны для разных частот показаны на рис. 6.18.

Из рисунка следует, что при увеличении несущей частоты ДН прилегает к основанию конуса. Для сужения главного лепестка ДН в вертикальной плоскости применяют систему дискоконусных антенн, располагаемых одна над другой вдоль общей мачты (обычно вверх дисками).

В диапазоне СВЧ НСВ представляют собой металлические штыри различной конструкции, питаемые коаксиальным фидером (рис. 6.19).

Повышенным входным сопротивлением  $R_A \approx 150$  Ом обладает несимметричный петлевой вибратор.

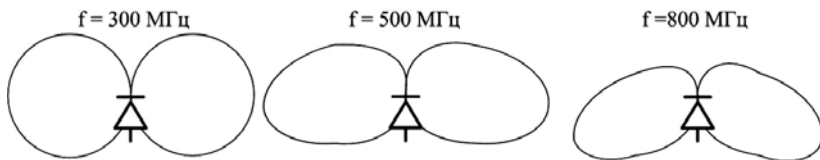


Рис. 6.18. ДН дискоконусной антенны на различных частотах

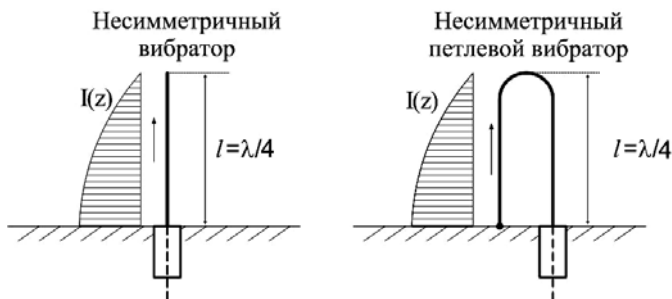


Рис. 6.19. Конструкция НСВ диапазона СВЧ

Рассмотренные выше конструкции относятся к схемам с нижним питанием. Известны вибраторы с верхним типом питания, в которых излучающими частями являются и участки оплётки коаксиальных фидеров, на которые затекают токи проводимости. Характерным в конструкции таких антенн является использование в верхней части диска, как это показано на рис. 6.20.

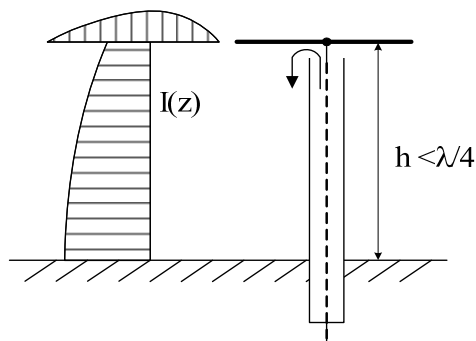


Рис. 6.20. Вибратор диапазона СВЧ с верхним типом питания



Входное сопротивление вибратора при этом можно подобрать равным волновому сопротивлению фидера:

$$R_A = \frac{36,6}{\cos^2(kh)} \approx \rho_\Phi. \quad (6.20)$$

**Влияние экрана и земной поверхности на характеристики НСВ.** При определении характеристик и параметров НСВ при помощи метода зеркальных изображений предполагалось, что проводимость экрана равна бесконечности, а его размеры не ограничены. На практике возможны случаи, когда одно или оба этих условия не выполняются, например на подвижных объектах, где роль экрана играет корпус объекта, имеющий конечные размеры.

*Влияние конечных размеров экрана.* Так как размеры экрана конечны, то будет происходить затекание токов на его нижнюю поверхность, что приведёт к изменению входного сопротивления антенны и искажению формы её ДН (рис. 6.21). Очевидно, что изменение входного сопротивления и искажение ДН будет тем меньше, чем больше размеры экрана по сравнению с длиной волны.

*Влияние конечной проводимости экрана.* На практике часто роль экрана играет земная поверхность, проводимость верхних слоёв почвы при этом нельзя считать бесконечной. Конечная проводимость экрана приводит к тому, что в него проникают ЭМВ, что, в свою очередь, приводит к увеличению потерь энергии. Кроме того, вблизи земной поверхности появляется небольшая нормальная составляющая электрического поля, что приводит к искажению ДН антенны и изменению входного сопротивления антенны. В общем случае для учёта этого влияния необходимо в расчётах учитывать реальные параметры поверхности, т.е. коэффициенты Френеля для соответствующей поляризации  $\dot{R} = R e^{j\Psi}$ .

Для уменьшения влияния конечной проводимости земной поверхности на характеристики и параметры антенны её нижнюю клемму соединяют с металлическим предметом (заземлением), углублённым до влажных слоёв земли. При этом контур тока замыкается через слои, имеющие лучшую проводимость (а значит, и создающие меньшие потери), чем поверхность земли, как это показано на рис. 6.22.

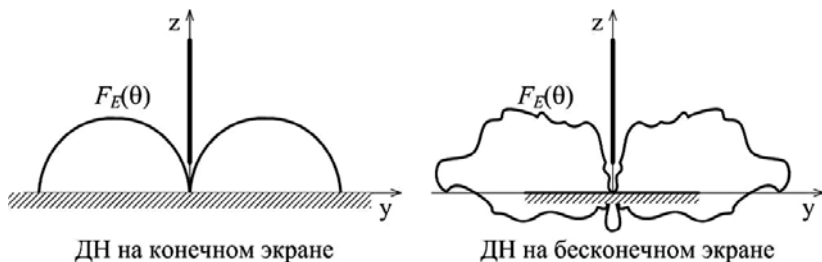


Рис. 6.21. Влияние размеров экрана на форму ДН НСВ

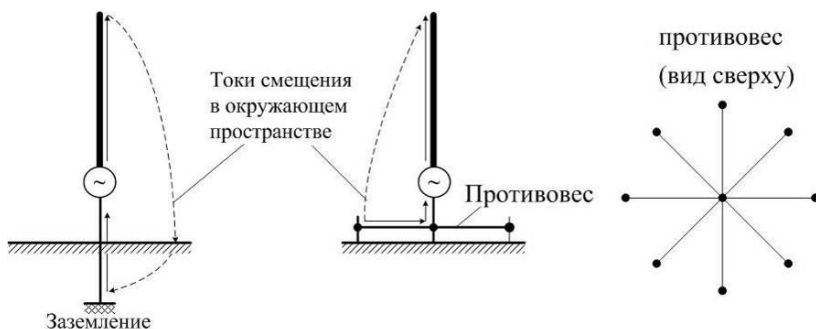


Рис. 6.22. Методы снижения влияния конечности проводимости земной поверхности на характеристики вибраторных антенн

В приводных авиационных радиостанциях (ПАР) роль экрана выполняет «противовес» – система проводов, радиально расходящихся под антенной на небольшой высоте от поверхности земли (рис. 6.22). В этом случае проводимость противовеса не зависит от проводимости почвы и существенно больше её, поэтому характеристики антенны остаются постоянными в любых погодных условиях.

*Влияние высоты расположения антенны.* Полагая поверхность земли плоской, а её проводимость значительной, влияние высоты расположения антенны на форму ДН можно учесть множителем, который определится согласно методу зеркальных изображений:

$$F_C(U) = \cos\left(\frac{u}{2}\right), \quad (6.21)$$

где  $u = kd \sin \Delta - \alpha$ ;  $d = 2h$ ;  $\Delta$  – угол, отсчитываемый от поверхности;  $\alpha$  – разность фаз токов в реальной антенне и её зеркальном изображении.

Для антенн с горизонтальной поляризацией  $\alpha = \pi$  и

$$F_C = \cos\left(kh \sin \Delta - \frac{\pi}{2}\right) = \sin(kh \sin \Delta), \quad (6.22)$$

а для антенн с вертикальной поляризацией  $\alpha = 0$  и

$$F_C = \cos(kh \sin \Delta). \quad (6.23)$$

Так как высоты поднятия антенн могут быть соизмеримы с длиной волны или даже больше её, то данные множители характерны тем, что состоят из нескольких главных интерференционных лепестков, ориентация которых зависит от высоты расположения антенны и вида поляризации.

При горизонтальной поляризации максимум первого лепестка определяется из условия

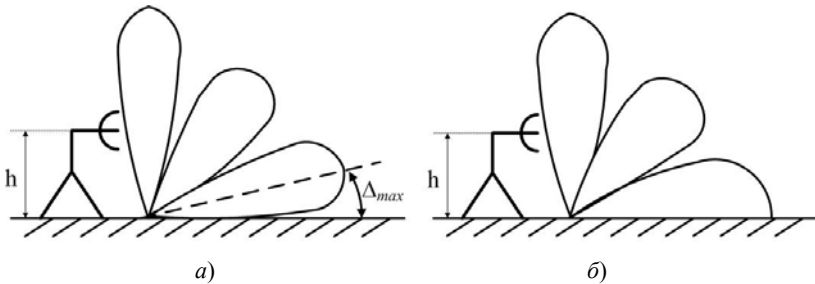
$$\sin \Delta_{\max} = \frac{\lambda}{4h},$$

или приподнят над земной поверхностью (рис. 6.23, а) на угол

$$\Delta_{\max} \approx 57,3^\circ \frac{\lambda}{4h} \approx 15 \frac{\lambda}{h}. \quad (6.24)$$

Отсюда следует, что чем выше поднята антенна над земной поверхностью, тем сильнее первый интерференционный лепесток множителя прижат к земной поверхности.

В случае вертикальной поляризации максимум первого лепестка направлен вдоль поверхности (рис. 6.23, б), что приводит к увеличению потерь энергии ЭВМ в поверхностном слое земли.



**Рис. 6.23. Множитель антенны, приподнятой над землёй:**  
 а – с горизонтальной поляризацией; б – с вертикальной поляризацией

Если рассматривать реальную поверхность с известными электрическими параметрами почвы, то необходимо использовать коэффициенты Френеля –  $R = R e^{j\psi}$ , и тогда множитель для горизонтальной поляризации имеет вид

$$F(\Delta) = \sqrt{1 + R^2 + 2R \cos(\psi - 2kh \sin \Delta)}. \quad (6.25)$$

### 6.3. МНОГОВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

**Общие сведения о многовибраторных антеннах.** Одиночные вибраторы имеют слабовыраженные направленные свойства. Для сужения ДН и повышения КНД целесообразно применять антенну в виде антенной решётки, элементами которой являлись бы вибраторы.

*Многовибраторная антенна* – это антенная решётка, элементами которой являются симметричные или несимметричные вибраторы.

Как известно из теории антенных решёток, расстояние между соседними элементами в них по сравнению с длиной волны невелико, поэтому между ними существует электромагнитная связь за счёт полей излучения (переизлучения). Этот факт оказывает существенное влияние на основные характеристики и параметры антенны в целом. Поэтому необходимо количественно оценить взаимное влияние вибраторов друг на друга. Это важно как для обычной АР, состоящей только из активных вибраторов, так и особенно для антенн, где один вибратор активный, а все остальные пассивные. К пассивным вибраторам энергия от генератора не подводится, они только переизлучают ЭМВ, создаваемые активным вибратором.

По конструкции различают следующие виды многовибраторных антенн: директорная антенна (антенна типа «волновой канал»); логопериодическая вибраторная антенна; многовибраторная синфазная горизонтальная антенна.

*Комплексные сопротивления системы излучателей.* Пусть имеется система, состоящая из  $N$  связанных между собой активных симметричных вибраторов, как это показано на рис. 6.24. Рассматривая каждый из них как открытый колебательный контур и, привлекая теорию связанных контуров, введём понятие собственного сопротивления каждого вибратора:  $\dot{Z}_{11}$ ,  $\dot{Z}_{22}$ ,  $\dot{Z}_{NN}$ .

Влияние, обусловленное воздействием ЭМП  $m$ -го вибратора на  $n$ -й, учтём взаимным сопротивлениями  $\dot{Z}_{nm}$ . Это сопротивление в общем случае также является комплексным:  $\dot{Z}_{nm} = R_{nm} + jX_{nm}$ .

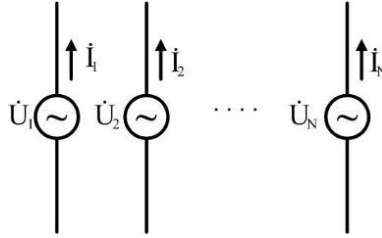


Рис. 6.24. Система активных СВ

С учётом аналогии между такими вибраторами и системой связанных колебательных контуров, соотношения токов и напряжений на входных зажимах вибраторов можно описать в виде следующей системы алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} \dot{U}_1 = \dot{I}_1 \dot{Z}_{11} + \dot{I}_2 \dot{Z}_{12} + \dots + \dot{I}_N \dot{Z}_{1N}; \\ \dot{U}_2 = \dot{I}_1 \dot{Z}_{21} + \dot{I}_2 \dot{Z}_{22} + \dots + \dot{I}_N \dot{Z}_{2N}; \\ \dots \\ \dot{U}_N = \dot{I}_1 \dot{Z}_{N1} + \dot{I}_2 \dot{Z}_{N2} + \dots + \dot{I}_N \dot{Z}_{NN}. \end{cases} \quad (6.27)$$

Преобразуем первое уравнение системы (6.27):

$$\frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \dot{Z}_1 = \dot{Z}_{11} + \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{12} + \dots + \frac{\dot{I}_N}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{1N}, \quad (6.28)$$

где  $\dot{Z}_1$  – полное сопротивление первого вибратора, равное  $\dot{Z}_1 = \dot{Z}_{11} + \dot{Z}_{вн1}$ ;  $\dot{Z}_{вн1}$  – вносимое сопротивление, характеризующее влияние всех остальных вибраторов на первый. Оно зависит от взаимных сопротивлений и от соотношения амплитуд и фаз токов, возбуждающих эти вибраторы. Для определения взаимных сопротивлений вибраторов используют *метод наводимых ЭДС*. Для простоты рассмотрим его применение для определения взаимных сопротивлений между двумя вибраторами, каждый из которых подключён к своему генератору, как это показано на рис. 6.25. При этом полагается, что проводники, из которых изготовлены вибраторы, являются идеальными. Для этих вибраторов известны комплексные напряжения на входных зажимах  $\dot{U}_1$  и  $\dot{U}_2$  и токи  $\dot{I}_1$  и  $\dot{I}_2$ . Поскольку оба вибратора являются активными, то ЭМП 2-го вибратора присутствует вблизи поверхности 1-го вибратора и, следовательно, вблизи поверхности 1-го вибратора имеется касательная составляющая этого ЭМП  $\dot{E}_{\tau 12}$ .

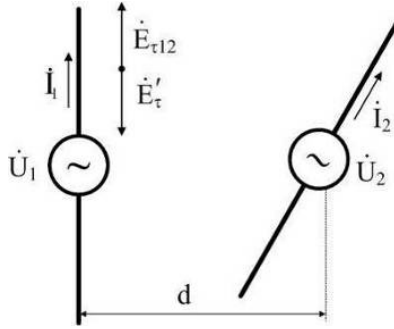


Рис. 6.25. Система из двух активных СВ

На поверхности проводника 1-го вибратора должно выполняться идеальное граничное условие ( $\dot{E}'_{\tau} = 0$ ), что требует создания дополнительной касательной составляющей поля  $\dot{E}'_{\tau}$ , причём такой, что выполняется равенство

$$E'_{\tau} = -E_{\tau 12}. \quad (6.29)$$

Касательная составляющая  $\dot{E}'_{\tau 12}$  индуцирует в элементарном отрезке провода 1-го вибратора  $dz$  элементарную комплексную ЭДС

$$d\dot{\varepsilon} = -E'_{\tau} dz = -E_{\tau 12} dz. \quad (6.30)$$

Очевидно, что на создание у элементарного отрезка  $dz$  касательной составляющей  $E'_{\tau}$  генератор, подключённый к зажимам 1-го вибратора, затратит некоторую элементарную комплексную мощность

$$d\dot{P}_{12} = \frac{1}{2} \dot{I}_1^*(z) d\dot{\varepsilon} = -\frac{1}{2} \dot{E}_{\tau 12} \dot{I}_1^*(z) dz, \quad (6.31)$$

где  $\dot{I}_1^*(z)$  – комплексно-сопряжённый ток в первом вибраторе.

Интегрируя (6.31), можем найти всю комплексную мощность, затрачиваемую 1-м генератором на создание противодействующего поля  $E'_{\tau}$  :

$$\dot{P}_{12} = -\int_{-l}^l \frac{1}{2} \dot{E}_{\tau 12} \dot{I}_1^*(z) dz. \quad (6.32)$$

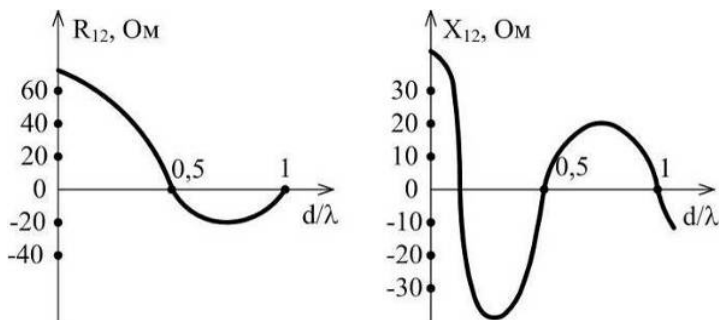
Комплексной мощности  $\dot{P}_{12}$  можно поставить в соответствие внесение в 1-й вибратор некоторого дополнительного комплексного со-  
противления  $\dot{Z}_{\text{вн1}}$  :

$$\dot{Z}_{\text{вн1}} = \frac{2\dot{P}_{12}}{\dot{I}_1 \dot{I}_1^*} = -\frac{1}{\dot{I}_1 \dot{I}_1^*} \int_{-l}^l \dot{E}_{\tau 12} \dot{I}_1^*(z) dz . \quad (6.33)$$

В свою очередь, касательная составляющая поля  $\dot{E}_{\tau 12}$  зависит от комплексного тока во втором вибраторе и взаимной ориентации виб-  
раторов относительно друг друга (что можно учесть их диаграммами  
направленности).

На практике наибольший интерес представляет взаимодействие  
двух симметричных полуволновых вибраторов, расположенных па-  
раллельно друг другу без смещения на расстоянии  $d$ . Для этого случая  
методом наводимых ЭДС аналитически решена задача в предположе-  
нии, что меняется только расстояние между ними. На рисунке 6.26  
показаны графики зависимости  $R_{12}(d/\lambda)$  и  $X_{12}(d/\lambda)$  для таких вибрато-  
ров, питаемых одинаковыми токами.

Из анализа графиков следует, что изменение как активной, так и  
реактивной составляющих носит осциллирующий характер, а при уве-  
личении расстояния между вибраторами взаимодействие между ними  
уменьшается и становится незначительным уже при  $d \geq 2\lambda$  .



**Рис. 6.26.** Зависимость активного и реактивного составляющих взаимного  
сопротивления двух СВ от расстояния между ними

**Антенная решётка из двух вибраторов.** Рассмотрим антенну из двух вибраторов, один из которых активный, а другой – пассивный, изображённую на рис. 6.27.

Для такой антенны система уравнений (6.27) примет вид

$$\begin{cases} 0 = \dot{U}_1 = \dot{I}_1 Z_{11} + \dot{I}_2 Z_{12}; \\ \dot{U}_2 = \dot{I}_1 Z_{21} + \dot{I}_2 Z_{22}. \end{cases} \quad (6.34)$$

Из первого уравнения определяется отношение токов

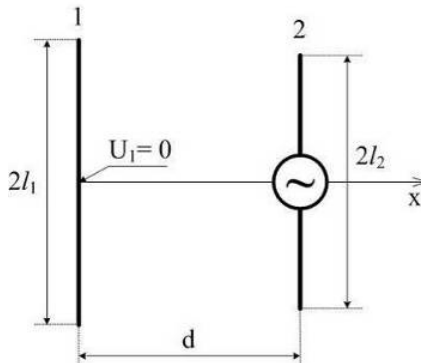
$$\frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_2} = \frac{\dot{Z}_{12}}{\dot{Z}_{11}} = M e^{j\Psi},$$

где  $M$  – модуль;  $\Psi$  – аргумент отношения токов в вибраторах.

$$M = \frac{|\dot{I}_1|}{|\dot{I}_2|} = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{11}^2 + X_{11}^2}}; \quad (6.35)$$

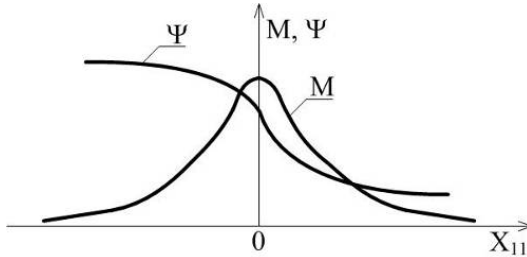
$$\Psi = \Psi_1 - \Psi_2 = \pi + \operatorname{arctg}\left(\frac{X_{12}}{R_{12}}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{X_{11}}{R_{11}}\right). \quad (6.36)$$

Аргумент  $\Psi$  имеет физический смысл фазового сдвига между токами вибраторов. Зависимость модуля и аргумента отношения токов от реактивного сопротивления пассивного вибратора представлена на рис. 6.28.



**Рис. 6.27. Двухвибраторная антенна**





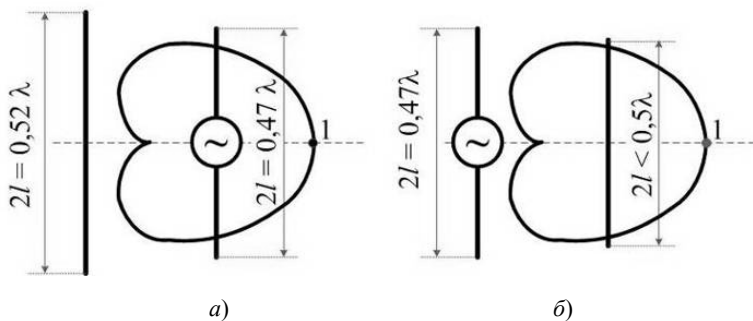
**Рис. 6.28. Зависимость модуля и аргумента отношения токов от реактивного сопротивления пассивного вибратора**

Из рисунка видно, что изменяя реактивное сопротивление пассивного вибратора  $X_{11}$  (например, изменением его длины  $2l_1$ ), можно получить необходимые значения отношения амплитуд токов  $M$  и аргумента этого отношения  $\Psi$ . Кроме того, фазовый сдвиг  $\Psi$  будет зависеть и от расстояния между вибраторами, так как от него зависит величина и знак взаимного сопротивления. Следовательно, подбирая соответствующим образом длину пассивного вибратора и расстояние между пассивным и активным вибраторами, можно добиться выполнения условия

$$M = \frac{I_1}{I_2} = 1; \quad \psi = \pm \frac{\pi}{2}.$$

Из теории антенных решёток известно, что множитель такой двухэлементной решётки будет представлять собой кардиоиду, т.е. такая антенна в целом приобретает однонаправленные свойства. Причём, если размер пассивного вибратора  $2l_1 > 0,5\lambda$ , то ток в нём будет опережать по фазе на  $90^\circ$  ток в активном вибраторе (т.е. ток в активном вибраторе будет отставать по фазе от тока в пассивном вибраторе). Тогда кардиоида будет максимумом развёрнута на активный вибратор, так как максимум множителя антенной решётки ориентируется в сторону элемента, в котором ток отстаёт по фазе (рис. 6.29, а).

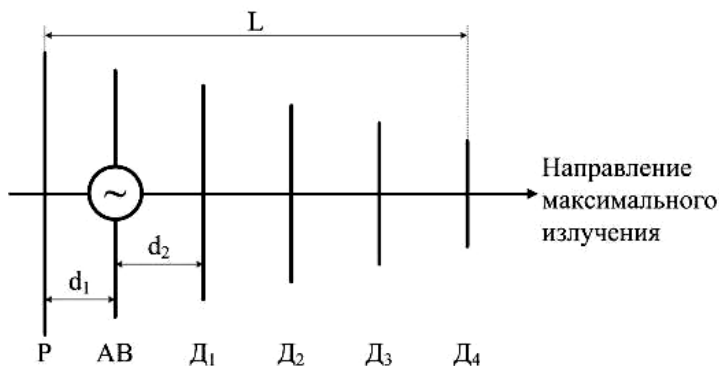
Пассивный вибратор при этом играет роль отражателя (рефлектора). И наоборот, если  $2l_1 < 0,5\lambda$ , то ток пассивного вибратора испытывает отставание по фазе также на  $90^\circ$  по отношению к току активного вибратора. При этом кардиоида максимумом направлена на пассивный вибратор (рис. 6.29, б), который в этом случае называют директором (направляющим).



**Рис. 6.29. ДН двухвibratorной антенны:**  
*a* – система рефлектор–активный vibrator;  
*б* – система активный vibrator–директор

Рассмотренные варианты использования активного vibratorа совместно с пассивным дают основу для построения более сложных многоvibratorных антенн.

**Директорная антенна.** Такая антенна нашла широкое применение в диапазонах МВ и ДМВ в системах связи и РТО, в радиолокации, телевидении. Конструктивно она состоит из активного vibratorа, рефлектора и нескольких директоров. Рефлектор существенно ослабляет заднее излучение, поэтому одного рефлектора оказывается вполне достаточно. Схематично конструкция директорной антенны показана на рис. 6.30.



**Рис. 6.30. Конструкция директорной антенны**

Все вибраторы крепят на одной направляющей стреле, которую обычно для прочности выполняют из металла. При этом активный СВ длиной  $2l_{a,b} \approx 0,47\lambda$  крепят к стреле через изолятор. В практических конструкциях геометрические параметры директорной антенны лежат в пределах:

$$2l_p \approx (0,5...0,52)\lambda; \quad d_1 \approx (0,1...0,25)\lambda; \quad 2l_d \approx (0,3...0,45)\lambda; \quad d_2 \approx (0,1...0,35)\lambda.$$

При этом каждый последующий (от активного вибратора) директор имеет всё меньшую длину.

Путём экспериментального подбора размеров вибраторов и расстояний между ними добиваются необходимых условий, при которых происходит синфазное сложение поля излучения активного вибратора и полей переизлучения от всех пассивных вибраторов в направлении оси антенны. По своим направленным свойствам директорная антенна является антенной решёткой осевого излучения.

Применяя несколько директоров (за счёт увеличения продольного размера антенны) удаётся сузить её ДН до значений  $2\theta_{0,5 \min} \approx 20^\circ$ .

При этом число директоров достигает 10...12. Дальнейшее увеличение числа директоров практически не влияет на уменьшение ширины ДН (рис. 6.31).

Это происходит потому, что в крайних директорах наводятся малые токи и, как следствие, эффективность их мала.

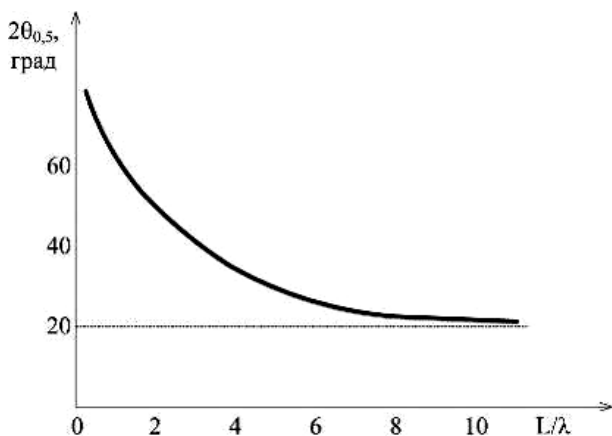


Рис. 6.31. Зависимость ДН директорной антенны от её относительной длины

Полное входное сопротивление активного симметричного полуволнового вибратора за счёт вносимых сопротивлений со стороны пассивных вибраторов может существенно уменьшиться до значений 15...25 Ом. Для увеличения  $R_A$  антенны и её лучшего согласования с фидером наиболее часто в качестве активного вибратора применяют петлевой вибратор Пистолькорса. Так как его собственное сопротивление ( $R_A \approx 292$ ) уменьшается также примерно на 60 Ом, то пересчёт этого уменьшения, за счёт применения согласующего устройства (например U-колена), к фидеру будет эквивалентно только уменьшению на 15 Ом. Кроме того, петлевой вибратор удобно крепить к металлической стреле без изолятора верхним вибратором в его середине (точка нулевого потенциала). К недостаткам директорных антенн следует отнести узкополосность и сложность в настройке.

**Логопериодическая вибраторная антенна.** *Логарифмически-периодические антенны* (ЛПА) – относятся к частотно-независимым антеннам. В основе их работы лежит принцип электродинамического подобия. Сущность этого принципа состоит в том, что при одновременном изменении длины волны и всех геометрических размеров антенны в одинаковой пропорции основные параметры антенны остаются неизменными. ЛПА представляет собой систему параллельных СВ, питаемых от двухпроводной линии, размеры которых и расстояния между ними увеличиваются по мере удаления от начала антенны (рис. 6.32).

Все вибраторы располагаются в пределах плоского угла  $\alpha$ . У ЛПА отношение длины соседних вибраторов  $l_1, l_2, l_3, \dots, l_{n-1}, l_n$  и расстояния от угла  $\alpha$  до соответствующих вибраторов  $R_1, R_2, \dots, R_{n-1}, R_n$  остаются одинаковыми:

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{l_2}{l_3} = \dots = \frac{l_{n-1}}{l_n} = \frac{R_1}{R_2} \tau = \frac{R_2}{R_3} \tau = \dots = \frac{R_{n-1}}{R_n} \tau,$$

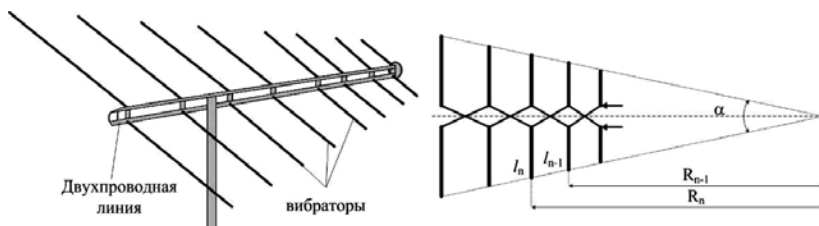


Рис. 6.32. Конструкция логопериодической антенны

где  $0 < \tau < 1$  – коэффициент подобия. Отсюда следует, что антенна обладает такими же характеристиками на частоте  $f_1$ , как и на частоте  $f_2 = \tau f_1$  или  $\ln(f_1) - \ln(f_2) = \ln(1/\tau)$ .

Следовательно, параметры такой антенны являются периодической функцией логарифма частоты (отсюда название антенны). На некоторой частоте наиболее интенсивно возбуждается вибратор длиной  $2l \approx 2\lambda$ , а также ближайšie к нему более короткие и более длинные вибраторы. Эти вибраторы образуют активную зону, излучающую большую часть подводимой от генератора энергии. При изменении частоты активная зона перемещается по антенне: при увеличении частоты она смещается в сторону более коротких вибраторов, а при уменьшении – в сторону более длинных. Величины  $\lambda_{\max}$  и  $\lambda_{\min}$  определяются размерами наибольших и наименьших вибраторов. Коэффициент перекрытия диапазона такой антенны  $K_d = 3 \dots 10$ . ЛПА наиболее часто выполняют в виде двух продольных и параллельных трубок, к которым подключают плечи вибраторов. Фидер питания прокладывают внутри одной из полых трубок. Со стороны самого короткого вибратора внутренний провод фидера соединяется со второй трубкой, которая через переключку соединяется с внешней оболочкой фидера. Таким образом, эти две трубки совместно играют не только роль стрелы, но и отрезка двухпроводной длинной линии, обеспечивающего требуемую схему питания вибраторов.

## 7. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

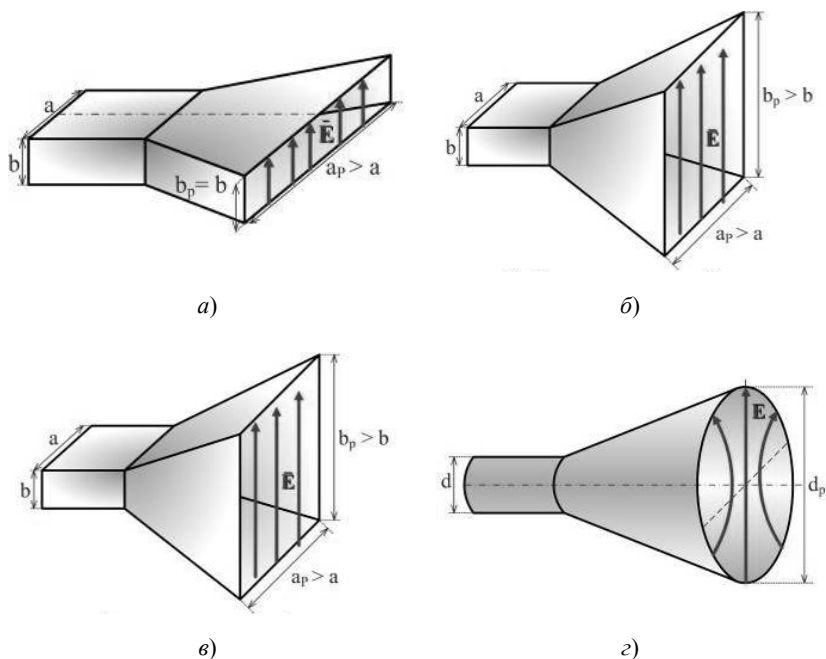
### 7.1. ТИПЫ РУПОРНЫХ АНТЕНН, ИХ КОНСТРУКЦИЯ

Под *рупорной антенной* понимают излучатель в виде отрезка волновода, у которого размеры поперечного сечения увеличиваются в направлении раскрыва.

Раскрыв такой антенны может быть прямоугольной, квадратной или круглой формы. Различают *E*- и *H*-плоскостные рупоры (размеры изменяются соответственно только в плоскости векторов **E** или **H**), пирамидальные (в обеих плоскостях одновременно). Такие рупоры получают из волноводов прямоугольной формы. Из круглого волновода с плавно увеличивающимся радиусом получается конический рупор.

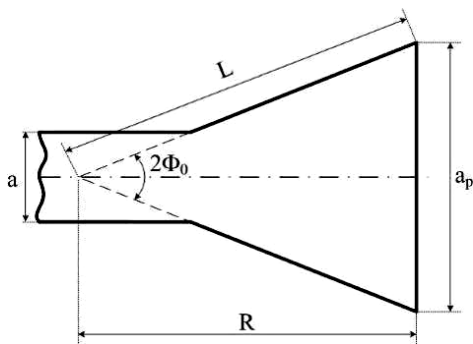
Типы рупорных антенн представлены на рис. 7.1, а геометрические размеры на рис. 7.2.

К ним относятся:  $a_p$  – размер раскрыва в *H*-плоскости;  $L$  – длина образующей рупора;  $R$  – длина рупора;  $2\Phi_0$  – угол раскрыва рупора.

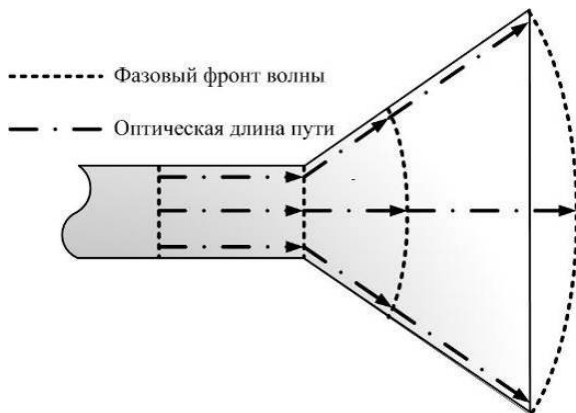


**Рис. 7.1. Типы рупорных антенн:**  
*а* – *H*-секториальный; *б* – *E*-секториальный;  
*в* – пирамидальный; *г* – конический

*Геометрические параметры рупорной антенны рассмотрим на примере H-секториального рупора, представив его в продольном сечении (рис. 7.2).*



**Рис. 7.2. Геометрические параметры *H*-секториального рупора**



**Рис. 7.3.** Распространение ЭМВ в *H*-секториальном рупоре

Принцип действия рупорной антенны рассмотрим на примере *H*-секториального рупора в режиме передачи (рис. 7.3). Как правило, в прямоугольном волноводе возбуждают основной тип волны  $H_{10}$ . Электромагнитная энергия в виде этого типа волны с плоским фазовым фронтом распространяется вдоль волновода и достигает горловины рупора: здесь часть энергии волны отражается, так как изменение размера широких стенок волновода для ЭМВ является сосредоточенной неоднородностью.

Кроме того, вследствие этой неоднородности в горловине происходит возбуждение ЭМВ высших типов, но размеры волновода таковы, что эти волны по мере удаления от горловины интенсивно затухают. Очевидно, что доля отражённой энергии и доля энергии, затраченной на возбуждение высших типов волн, будут тем меньше, чем меньше угол раскрытия рупора. Затем большая часть энергии распространяется в виде ЭМВ с расходящимся фазовым фронтом внутри полости рупора и через раскрыв излучается в пространство. Раскрыв рупора также является сосредоточенной неоднородностью, поэтому в нём происходят те же явления, что и в горловине. Это вызвано тем, что волновое сопротивление раскрыва и свободного пространства – неодинаковы. Следовательно, свободное пространство является нагрузкой, волновод – линией передачи, а рупор – согласующим устройством.

Таким образом, вдоль волновода до горловины рупора ЭМВ распространяется с плоским фазовым фронтом, внутри полости рупора – с расходящимся фазовым фронтом и через раскрыв излучается в пространство.

## 7.2. *H*-СЕКТОРИАЛЬНЫЙ РУПОР

Если увеличивается размер только широкой стенки образующего рупор прямоугольного волновода (в плоскости вектора **H**), то рупор называют *H*-секториальным или *H*-плоскостным (рис. 7.4).

*H*-секториальный рупор имеет согласующие свойства (согласуется со свободным пространством). Докажем это.

Для волны  $H_{10}$  волновое сопротивление прямоугольного волновода можно определить по формуле

$$W_b = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}, \quad (7.1)$$

а волновое сопротивление пространства равно  $W_0 = 120\pi$ . Отсюда следует, что чем больше размер раскрытия рупора –  $a_p$ , тем волновое сопротивление раскрытия ближе к волновому сопротивлению свободного пространства ( $a_p \uparrow \Rightarrow W_b \rightarrow W_0$ ).

Поскольку рупорные антенны относятся к классу апертурных антенн, то их поле излучения и ДН можно найти апертурным методом. Для этого необходимо знать амплитудно-фазовое распределение поля в раскрытии рупора.

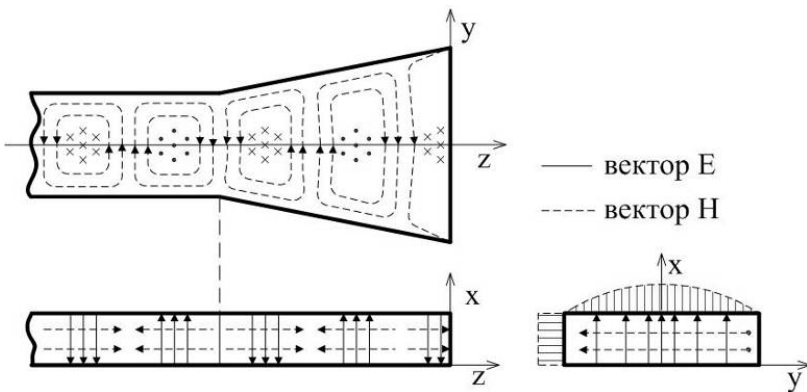


Рис. 7.4. Распределение ЭМП в *H*-секториальном рупоре



Амплитудное распределение поля в раскрыве рупора определяется типом возбуждаемой волны, а фазовое распределение – типом рупора и его геометрическими параметрами. Анализ показывает, что амплитудно-фазовое распределение поля в раскрыве  $H$ -секториального рупора имеет вид

$$\dot{E}_S(x, y) = E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a_p}\right) e^{-jk \frac{y^2}{2R}}. \quad (7.2)$$

Из выражения (7.2) следует:

- вдоль оси  $OY$  (в  $H$ -плоскости) амплитудное распределение описывается косинусоидальным законом с максимумом посредине широкой стенки;

- вдоль оси  $OX$  (в  $E$ -плоскости) амплитудное распределение равномерно;

- фазовое распределение поля вдоль оси  $OY$  (по широкой стенке) подчиняется квадратичному закону, причём к краям раскрыва поле отстаёт по фазе относительно центра. Это явление объясняется разной длиной пути, проходимого ЭМВ от вершины рупора до различных точек на раскрыве;

- фазовое распределение поля вдоль оси  $OX$  (по узкой стенке) равномерно, так как узкая стенка рупора размеров не меняет.

Таким образом, фронт волны, выходящей из  $H$ -секториального рупора, имеет кривизну только в горизонтальной плоскости ( $H$ -плоскости), т.е. в пространстве является *цилиндрическим*.

Используя аппарат теории апертурных антенн и выражение (7.2), определим ДН  $H$ -секториального рупора:

$$\begin{aligned} F(\theta, \varphi) &= \frac{1 + \cos \theta}{2} \left| \int_S \dot{E}_S(x, y) e^{-jkr'} dS \right| = \\ &= \frac{1 + \cos \theta}{2} \left| \int_{y=-a_p/2}^{y=a_p/2} \int_{x=-b/2}^{x=b/2} E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a_p}\right) e^{-jk \frac{y^2}{2R}} e^{-jkr'} dx dy \right|. \quad (7.3) \end{aligned}$$

Так как в  $E$ -плоскости распределение поля в раскрыве рупора равноамплитудное и синфазное, то ДН в  $E$ -плоскости будет иметь вид

$$F^E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta}. \quad (7.4)$$

В  $H$ -плоскости из-за квадратичного закона распределения фазы по раскрытию и косинусоидального закона распределения амплитуды ДН выражается очень сложно через интегралы Френеля. Исследования показывают, что форма ДН, а, следовательно, её ширина и КНД  $H$ -секториального рупора определяются углом раскрытия рупора  $-2\Phi_0$ . При увеличении угла раскрытия ДН в  $H$ -плоскости сначала сужается, а затем начинает расширяться (рис. 7.5). Это обусловлено тем, что при влиянии угла раскрытия на ДН вначале преобладает увеличение размера раскрытия  $-a_p$  (он растёт из-за увеличения угла раскрытия), а затем – все увеличивающиеся фазовые ошибки, которые также возрастают по мере роста размера раскрытия.

Поэтому с точки зрения получения наибольшего (оптимального) КНД целесообразно оптимально выбирать геометрические размеры рупора. Анализ показывает, что в  $H$ -секториальном рупоре максимально допустимая фазовая ошибка равна

$$\Delta\Psi_{\max} = \frac{3\pi}{4}. \quad (7.5)$$

Для  $H$ -секториального рупора  $S = ba_p$ , тогда из общей формулы для апертурных антенн определим КНД:

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} S q. \quad (7.6)$$

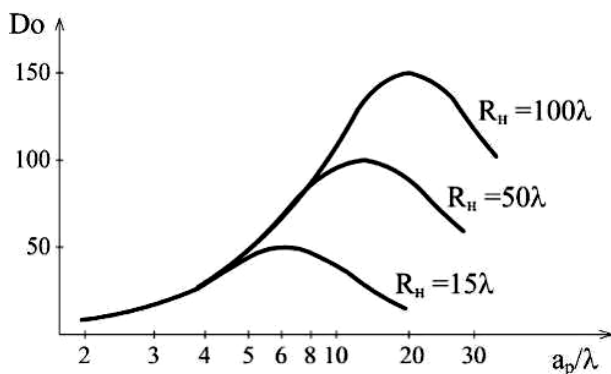


Рис. 7.5. Зависимость КНД  $H$ -секториального рупора от геометрических размеров его раскрытия

Максимальный КНД  $H$ -секториального рупора может быть получен при следующих его оптимальных геометрических параметрах и КИП:

$$R_{\text{opt}} = \frac{a_p^2}{3\lambda}; \quad (7.7)$$

$$q_{\text{opt}} = 0,64. \quad (7.8)$$

При этом *ширина ДН* оптимального  $H$ -секториального рупора в  $H$ - и  $E$ -плоскости определяется соотношениями:

$$2\theta_{0,5\text{opt}}^H = 80^\circ \frac{\lambda}{a_p}; \quad (7.9)$$

$$2\theta_{0,5\text{opt}}^E = 51^\circ \frac{\lambda}{b}. \quad (7.10)$$

Таким образом,  $H$ -секториальный рупор по отношению к открытому концу волновода имеет согласующие свойства и сужает ДН в  $H$ -плоскости.

### 7.3. $E$ -СЕКТОРИАЛЬНЫЙ РУПОР

Если увеличивается размер только узкой стенки образующего рупор прямоугольного волновода (в плоскости вектора  $\mathbf{E}$ ), то рупор называют  $E$ -секториальным или  $E$ -плоскостным (рис. 7.6).

Так как широкая стенка волновода не изменяется, то в раскрыве рупора волновое сопротивление будет таким же как и в волноводе.

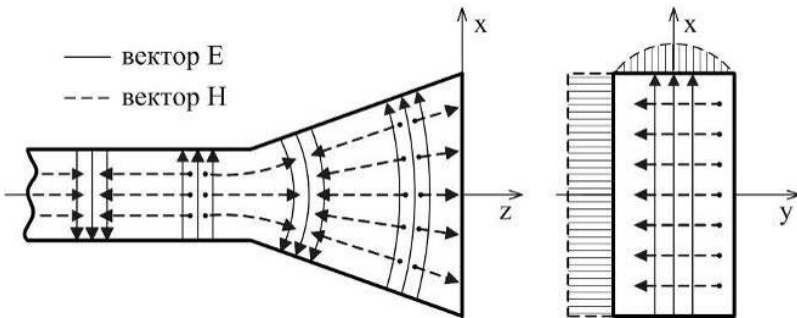


Рис. 7.6. Распределение ЭМП в  $E$ -секториальном рупоре

Следовательно  $E$ -секториальный рупор *согласующих свойств не имеет*.

В раскрыве  $E$ -секториального рупора амплитудно-фазовое распределение поля имеет вид

$$\dot{E}_S(x, y) = E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a_p}\right) e^{-jk' \frac{x^2}{2R}}, \quad (7.11)$$

где  $k' = 2\pi/\Lambda$  – коэффициент распространения ЭМВ в волноводе;  $\Lambda \approx 1,4\lambda$  – длина волны в волноводе.

Из (7.11) следует, что при возбуждении в волноводе волны типа  $H_{10}$  амплитудное распределение поля в раскрыве  $E$ -секториального рупора будет таким же, как и в раскрыве  $H$ -секториального рупора. Искривление фазового фронта ЭМВ в  $E$ -секториальном рупоре будет происходить в вертикальной плоскости (в  $E$ -плоскости). Форма фазового фронта волны – *цилиндрическая*.

Диаграмма направленности  $E$ -секториального рупора может быть найдена апертурным методом и в  $H$ -плоскости не отличается от ДН в этой же плоскости открытого конца волновода:

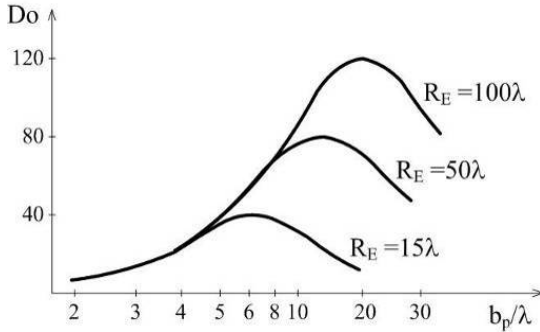
$$F^H(\theta) = \frac{1 + \cos\theta}{2} \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2} \sin\theta\right)^2}. \quad (7.12)$$

В  $E$ -плоскости за счёт квадратичного закона распределения фазы ДН описывается сложным выражением через интегралы Френеля.

Ширина ДН и величина КНД  $E$ -секториального рупора тоже зависят от угла раскрыва, т.е. от соотношения размера раскрыва  $b_p$  и длины рупора  $R$ . Эта зависимость будет аналогичной  $H$ -секториальному рупору (рис. 7.7). Но условие оптимальности для него будет более жёстким, так как при равноамплитудном возбуждении раскрыва несинфазность поля на краях влияет в большей степени, поскольку амплитуда поля на краях раскрыва  $E$ -секториального рупора в  $E$ -плоскости такая же, как и в его центре.

Максимально допустимая фазовая ошибка на краях раскрыва  $E$ -секториального рупора будет равна

$$\Delta\Psi_{\max} = \frac{\pi}{2}. \quad (7.13)$$



**Рис. 7.7. Зависимость КНД  $E$ -секториального рупора от геометрических размеров его раскрыва**

Сравнивая (7.5) и (7.13), видим, что в оптимальном  $E$ -секториальном рупоре максимально допустимая фазовая ошибка должна быть меньше, чем в  $H$ -секториальном рупоре. Это объясняется тем, что в  $E$ -секториальном рупоре в  $E$ -плоскости равно амплитудное возбуждение раскрыва и поэтому несинфазность поля на краях раскрыва влияет на ДН в большей степени. Оптимальные геометрические размеры  $E$ -секториального рупора определяются выражением

$$R_{\text{opt}} = \frac{b_p^2}{2\Lambda}. \quad (7.14)$$

При этом *ширина ДН* оптимального  $E$ -секториального рупора в  $H$ - и  $E$ -плоскости определяется соотношениями:

$$2\theta_{0,5\text{opt}}^H = 68^\circ \frac{\lambda}{a_p}; \quad (7.15)$$

$$2\theta_{0,5\text{opt}}^E = 56^\circ \frac{\lambda}{b_p}. \quad (7.16)$$

Сравнивая (7.9), (7.10) и (7.15), (7.16), видим, что при одинаковых в длинах волн размерах раскрывов оптимальных  $H$ -секториального и  $E$ -секториального рупоров, ширина ДН  $E$ -секториального рупора в  $E$ -плоскости будет меньше, чем  $H$ -секториального рупора в  $H$ -плоскости за счёт равноамплитудного распределения поля.

Коэффициент использования площади оптимального  $E$ -секториального рупора, как и оптимального  $H$ -секториального рупора,  $q_{\text{opt}} = 0,64$ .

Увеличение длины  $H$ - или  $E$ -секториального рупора при постоянном угле раскрытия влияет на его КНД аналогичным образом, так как при увеличении длины рупора увеличивается размер  $a_p$  (у  $H$ -секториального рупора) или  $b_p$  (у  $E$ -секториального рупора).

#### 7.4. ПИРАМИДАЛЬНЫЙ РУПОР

*Пирамидальный рупор* можно рассматривать как сочетание  $E$ - и  $H$ -секториальных рупоров. При этом следует различать островершинный пирамидальный рупор, у которого продолжения рёбер пересекаются в одной точке, и клиновидный пирамидальный рупор, у которого продолжения рёбер попарно пересекаются в двух точках (рис. 7.8). Вследствие этого у островершинного рупора его длина в  $E$ - и  $H$ -плоскостях одинакова  $R_E = R_H = R$ , а у клиновидного рупора различают две длины  $R_E \neq R_H$ .

Приближённо можно считать, что у пирамидального рупора в  $E$ -плоскости структура поля такая же, как и у  $E$ -плоскостного рупора, а в  $H$ -плоскости – такая же, как у  $H$ -плоскостного рупора. Так как поперечный размер пирамидального рупора изменяется в двух плоскостях, то фронт волны представляет собой поверхность двойной кривизны и его приближённо можно считать сферическим. При условии, что в питающем рупор волноводе существует основной тип волны  $H_{10}$  и, учитывая разность хода лучей от вершины до раскрытия, амплитудно-фазовое распределение поля в раскрытии пирамидального рупора можно описать выражением

$$\dot{E}_S(x, y) = E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a_p}\right) e^{-jk' \frac{y^2}{2R_H}} e^{-jk' \frac{x^2}{2R_E}}. \quad (7.17)$$

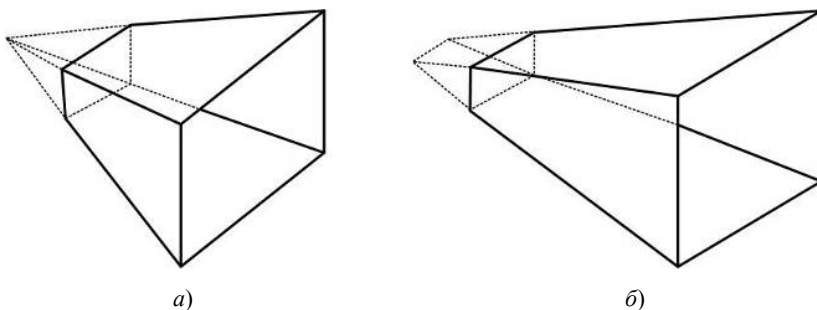


Рис. 7.8. Типы пирамидальных рупоров:  
а – островершинный; б – клиновидный

Исходной величиной, определяющей ДН пирамидального рупора, является амплитудно-фазовое распределение поля в его раскрыве. В связи с квадратичным распределением фазы в раскрыве пирамидального рупора по обеим координатным осям, его ДН в главных плоскостях описываются сложными выражениями через интегралы Френеля. В инженерной практике используется приближённый расчёт ДН, при этом считается, что фазовые ошибки в раскрыве пирамидального рупора не превышают  $\pi/2$  в  $E$ -плоскости и  $3\pi/4$  – в  $H$ -плоскости. Такой подход позволяет записать выражения для ДН пирамидального рупора:

$$F^H(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\cos\left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta\right)^2}; \quad (7.18)$$

$$F^E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin\left(\frac{kb_p}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb_p}{2} \sin \theta}. \quad (7.19)$$

Пирамидальный рупор, также как и  $H$ -секториальный или  $E$ -секториальный рупоры может быть оптимальным по КНД. В этом случае максимальная несинфазность поля на краях раскрыва равна  $\pi/2$  в  $E$ -плоскости и  $3\pi/4$  – в  $H$ -плоскости. Ширину ДН оптимального пирамидального рупора можно определить по формулам:

$$2\theta_{0,707 \text{ opt}}^H = 78^\circ \frac{\lambda}{a_p}; \quad (7.20)$$

$$2\theta_{0,707 \text{ opt}}^E = 56^\circ \frac{\lambda}{b_p}. \quad (7.21)$$

КИП оптимального пирамидального рупора равен 0,47. Он меньше, чем у оптимальных  $H$ - и  $E$ -секториального рупоров, так как при одинаковом амплитудном распределении фазовое распределение поля в раскрыве пирамидального рупора по обеим координатам имеет квадратичный характер. Тогда можем определить его КНД:

$$D_{0\text{opt}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} a_p b_p a_{\text{opt}} = \frac{6,2}{\lambda^2} a_p b_p. \quad (7.22)$$

Если известны размеры раскрыва, то оптимальная длина клиновидного рупора

$$R_{\text{opt}}^H = \frac{a_p^2}{3\lambda}; \quad R_{\text{opt}}^E = \frac{b_p^2}{3\lambda}, \quad (7.23)$$

а оптимальная длина островершинного рупора

$$R_{\text{opt}}^H = R_{\text{opt}}^E = \frac{a_p^2}{3\lambda}. \quad (7.24)$$

### 7.5. КОНИЧЕСКИЙ РУПОР

Конический рупор получают путём линейного увеличения диаметра круглого волновода, возбуждаемого, как правило, волной  $H_{11}$  (рис. 7.9). При этом структура поля в раскрыве рупора подобна структуре поля волны  $H_{11}$ , волна имеет сферический фазовый фронт, а амплитудное распределение в  $H$ -плоскости близко к косинусоидальному, а в  $E$ -плоскости – к равномерному.

Вследствие наличия разности длин путей между центральным и периферийным лучами фазовое распределение поля в раскрыве конического рупора в обеих плоскостях квадратичное. С учётом этих высказываний амплитудно-фазовое распределение в раскрыве конического рупора описывается выражением

$$\dot{E}_S(x, y) = E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{2a_p}\right) e^{-jk\frac{y^2}{2R}} e^{-jk'\frac{x^2}{2R}}, \quad (7.25)$$

где  $a_p$  – радиус раскрыва;  $R$  – длина рупора.

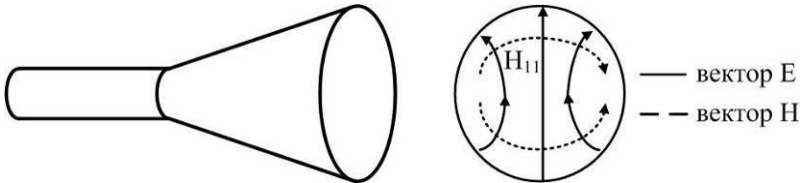


Рис. 7.9. Конструкция и распределение ЭМП в коническом рупоре



ДН конического рупора определяется интегрированием амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве. При этом более удобно использовать полярную систему координат. С учётом этого применение апертурного метода позволяет получить выражения для ДН конического рупора:

$$F^H(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{J_1(ka_p \sin \theta)}{ka_p \sin \theta}; \quad (7.26)$$

$$F^E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{J_1(ka_p \sin \theta)}{1 - \left(\frac{ka_p \sin \theta}{1,84}\right)^2}, \quad (7.27)$$

где  $J_1(x)$  – функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка.

Оптимальным по КНД конический рупор должен иметь длину

$$R_{\text{opt}} = \frac{4a_p^2}{2,4\lambda} - 0,15\lambda. \quad (7.28)$$

Оптимальный конический рупор имеет почти осесимметричную ДН с шириной

$$2\theta_{0,707\text{opt}}^E = 60^\circ \frac{\lambda}{2a_p}; \quad 2\theta_{0,707\text{opt}}^H = 671^\circ \frac{\lambda}{2a_p}. \quad (7.29)$$

КИП оптимального конического рупора равен  $q_{\text{opt}} = 0,5$ , а оптимальный КНД определяется выражением

$$D_{0\text{opt}} = 5 \left( \frac{2a_p}{\lambda} \right)^2. \quad (7.30)$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

---

В настоящем учебном пособии рассмотрена общая теория антенн, принципы их построения, основные характеристики в режимах приёма и передачи, приведён математический и физический анализы симметричного вибратора. Также рассмотрены синфазная и противофазная системы на основе двух излучателей. Приведены основы теорий антенных решёток, линейных антенн, апертурных антенн, при этом сформулирована теорема перемножения диаграммы направленности и метод наводимых ЭДС на примере вибраторных антенн. При этом особое внимание уделено множителю антенной решётки и его анализу, а также фазовой диаграмме направленности. Отдельный раздел учебного пособия посвящён вибраторным, многовибраторным антеннам и излучателям СВЧ-диапазона на основе рупорных.

## ЛИТЕРАТУРА

---

1. **Устройства СВЧ и антенны** / Д. И. Воскресенский, В. Л. Гостюхин, В. М. Максимов, Л. И. Пономарев ; под ред. Д. И. Воскресенского. – Москва : Радиотехника, 2008. – 384 с.
2. **Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн** / Г. А. Ерохин, О. В. Чернышев, Н. Д. Козырев, В. Г. Кочержевский ; под ред. Г. А. Ерохина. – Москва : Горячая линия – Телеком, 2004. – 492 с.
3. **Молочков, Ю. Б.** Авиационные антенно-фидерные устройства / Ю. Б. Молочков. – Москва : ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1983. – 288 с.
4. **Сазонов, Д. М.** Антенны и устройства СВЧ / Д. М. Сазонов. – Москва : Высшая школа, 1988. – 432 с.
5. **Айзенберг, Г. З.** Антенны УКВ / Г. З. Айзенберг, В. Г. Ямпольский, О. Н. Терешин. – Москва : Связь, 1977. – Ч. 1. – 384 с.
6. **Айзенберг, Г. З.** Антенны УКВ / Г. З. Айзенберг, В. Г. Ямпольский, О. Н. Терешин. – Москва : Связь, 1977. – Ч. 2. – 288 с.
7. **Ротхаммель, К.** Антенны / К. Ротхаммель, Ф. Кришке. – Минск : ОМО «Наш город», 2001. – Т. 1. – 416 с.
8. **Ротхаммель, К.** Антенны / К. Ротхаммель, Ф. Кришке. – Минск : ОМО «Наш город», 2001. – Т. 2. – 416 с.
9. **Харин, А. Ф.** Антенные устройства / А. Ф. Харин, С. И. Старченко, В. А. Дикарев. – Тамбов : ТВАИИ, 1999. – Ч. I. – 92 с.
10. **Харин, А. Ф.** Антенные устройства / А. Ф. Харин, С. И. Старченко, В. А. Дикарев. – Тамбов : ТВАИИ, 2000. – Ч. II. – 96 с.
11. **Воскресенский, Д. И.** Антенны с обработкой сигнала (серия «Конспекты лекций по радиотехническим дисциплинам») / Д. И. Воскресенский. – Москва : Сайнс-пресс, 2002. – Вып. 1. – 80 с.
12. **Петров, Б. М.** Электродинамика и распространение радиоволн / Б. М. Петров. – Москва : Горячая линия – Телеком, 2003. – 280 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

---

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	3
-----------------------	---

### **I. ТЕОРИЯ АНТЕНН**

<b>1. РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН</b> .....	4
1.1. НАЗНАЧЕНИЕ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН И ИХ ФУНКЦИИ .....	4
1.2. ПЕРЕДАЮЩАЯ АНТЕННА КАК НАГРУЗКА ДЛЯ ГЕНЕРАТОРА, ЕЁ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ .....	5
1.3. ДИАПАЗОННЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН .....	10
1.4. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННЫ .....	13
1.5. ШИРИНА ГЛАВНОГО ЛЕПЕСТКА И УРОВЕНЬ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ .....	17
1.6. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННЫ .....	18
1.7. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ .....	20
<b>2. РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПРИЁМНЫХ АНТЕНН</b> .....	21
2.1. ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ ПРИЁМА .....	21

2.2. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИЁМНОЙ АНТЕННЫ И ЕЁ ПАРАМЕТРЫ .....	22
2.3. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПРИЁМНОЙ АНТЕННЫ, ЕЁ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ .....	24
2.4. ПОНЯТИЕ О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ, ЧАСТОТНОЙ И ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СОГЛАСОВАННОСТИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЁМНОЙ АНТЕНН .....	30
<b>3. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК .....</b>	<b>31</b>
3.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ И ТИПЫ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК ...	31
3.2. ТЕОРЕМА ПЕРЕМНОЖЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ .....	32
3.3. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ .....	35
3.4. МНОЖИТЕЛЬ ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ, ЭКВИДИСТАНТНОЙ, РАВНОАМПЛИТУДНОЙ, ЛИНЕЙНО-ФАЗНОЙ АНТЕН- НОЙ РЕШЁТКИ .....	37
3.5. АНАЛИЗ МНОЖИТЕЛЯ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ .....	40
3.6. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ .....	43
3.7. МНОЖИТЕЛЬ НЕПРЕРЫВНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ .....	44
3.8. АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ ПОПЕРЕЧНОГО, ОСЕВОГО И НАКЛОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ .....	46
3.9. ПЛОСКАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА .....	50
3.10. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ $AP$ НА ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ И КНД .....	54

3.11. АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С НЕРАВНОМЕРНЫМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ .....	55
3.12. НЕЭКВИДИСТАНТНЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ .....	56
<b>4. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН .....</b>	<b>58</b>
4.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ И ТИПЫ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН .....	58
4.2. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ .....	58
4.3. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН .....	62
<b>5. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН .....</b>	<b>65</b>
5.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ, МЕТОДЫ РАСЧЁТА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН .....	65
5.2. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА И ЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ .....	69
5.3. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СИНФАЗНОГО РАСКРЫВА .....	72
5.4. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ КРУГЛОГО СИНФАЗНОГО РАСКРЫВА .....	75
5.5. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ НА ФОРМУ ДН ПЛОСКОГО РАСКРЫВА .....	76

## **II. АНТЕННЫЕ УСТРОЙСТВА**

<b>6. ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ .....</b>	<b>78</b>
6.1. СИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ .....	78
6.2. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ .....	89
6.3. МНОГОВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ .....	100

<b>7. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ</b> .....	109
7.1. ТИПЫ РУПОРНЫХ АНТЕНН, ИХ КОНСТРУКЦИЯ .....	109
7.2. <i>H</i> -СЕКТОРИАЛЬНЫЙ РУПОР .....	112
7.3. <i>E</i> -СЕКТОРИАЛЬНЫЙ РУПОР .....	115
7.4. ПИРАМИДАЛЬНЫЙ РУПОР .....	118
7.5. КОНИЧЕСКИЙ РУПОР .....	120
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	122
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b> .....	123

Учебное издание

ЗЫРЯНОВ Юрий Трифонович  
ФЕДЮНИН Павел Александрович  
БЕЛОУСОВ Олег Андреевич и др.

# АНТЕННЫ

Учебное пособие

Редактор Л. В. Комбарова  
Инженер по компьютерному макетированию Т. Ю. Зотова

ISBN 978-5-8265-1267-8



Подписано в печать 15.04.2014.  
Формат 60×84 / 16. 7,44 усл. печ. л.  
Тираж 100 экз. Заказ № 188

Издательско-полиграфический центр  
ФГБОУ ВПО «ТГТУ»  
392000, г. Тамбов, ул. Советская, д. 106, к. 14  
Тел. 8(4752) 63-81-08;  
E-mail: izdatelstvo@admin.tstu.ru