

А. И. ДОЛБИК

УСТРОЙСТВА СВЧ И АНТЕННЫ

ЧАСТЬ 1

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН И ЭЛЕМЕНТЫ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

Утверждено  
в качестве учебного пособия

2002

В часть 1 настоящего пособия включены лекции, читаемые в рамках тем 2-4 программы дисциплины “Устройства СВЧ и антенны”.

Издание предназначено для использования обучаемыми в процессе самостоятельной работы при изучении дисциплины “Устройства СВЧ и антенны”, а также при изучении дисциплины по индивидуальному плану.

Материал излагается на доступном уровне. При выводе ряда необходимых соотношений применяется упрощенный математический подход, который, однако, позволяет получить верные конечные результаты.

Основное внимание уделяется радиотехническим характеристикам и параметрам антенн, основам теории систем излучателей и рассмотрению отдельных типов антенн.

## ВВЕДЕНИЕ

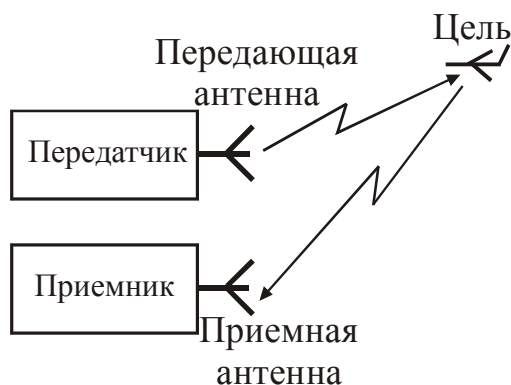
Антенной называется такое радиотехническое устройство, которое предназначено для излучения и приема электромагнитных волн (ЭМВ).

В современных радиотехнических системах применяются различные по устройству и принципу действия антенны. Антенная система (АС) занимает важное место в конструкции радиолокатора. Прежде всего, это нагрузка тракта в режиме работы на передачу, а во-вторых - эквивалентный генератор токов СВЧ при работе РЛС на прием. Для передачи по тракту электромагнитной энергии без потерь нагрузка тракта - антенна - должна быть согласованной, что в принципе невозможно.

Антенна - это преобразователь токов СВЧ в распространяющуюся в пространстве ЭМВ. Она также осуществляет обратное преобразование. В обоих случаях основным физическим процессом в рассматриваемом устройстве является взаимодействие зарядов с электромагнитным полем.

Антенна во многом определяет такие важные характеристики радиолокатора, как дальность действия, точность измерения угловых координат, разрешающая способность, помехозащищенность. Правильный выбор антенны имеет существенное значение для обеспечения высоких боевых возможностей РЛС и удовлетворения требований надежности, удобства эксплуатации, мобильности и стоимости.

В радиолокации используются и передающая и приемная антенны, которые входят в линию передачи электромагнитной энергии (рисунок).



Высокочастотная энергия излучается передающей антенной узким пучком в направлении цели. Достигнув объекта, ЭМВ отражается от него. Часть отраженных электромагнитных волн достигает приемной антенны, возбуждает в ней электромагнитные колебания, кото-

рые по тракту передачи поступают на вход приемника.

Часто в РЛС одна и та же антенна выполняет и приемные, и передающие функции. Такие антенно-фидерные системы (АФС) называют приемо-передающими.

Большое разнообразие антенн приводит к необходимости их классифи-

кации. В основу классификации положены три основных признака:

- 1) область использования;
- 2) диапазон волн;
- 3) конструкция и принципы работы.

По первому признаку антенны делятся на связные, радиолокационные, радионавигационные, телевизионные.

По диапазону волн выделяют пять типов антенных систем:

длинноволновые, средневолновые, коротковолновые, ультракоротковолновые, антенны оптического диапазона.

В радиолокации применяются в основном РЛС УКВ-диапазона. В соответствии с конструкцией и принципом действия различают:

- 1) проволочные антенны (вибраторные и спиральные);
- 2) акустические антенны (рупоры);
- 3) антенны оптического типа (зеркальные и линзовые);
- 4) щелевые антенны;
- 5) антенны бегущей (поверхностной) волн;
- 6) фазированные антенные решетки (ФАР);
- 7) антенны с обработкой сигнала.

Каждый из типов имеет свои достоинства и недостатки. Выбор антенны определяется радиотехническими показателями ее работы. Эти показатели делятся на *характеристики, являющиеся функциональными зависимостями, и параметры, представленные числовыми величинами.*

# 1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН

## 1.1. Основные радиотехнические характеристики и параметры передающих антенн

Радиотехнические характеристики передающих антенн отражают зависимость формируемого ими электромагнитного поля от направления излучения и частоты излучаемых колебаний.

Основными из них являются:

диаграмма направленности (ДН) антенны;

частотная характеристика (ЧХ) антенны.

К основным радиотехническим параметрам передающих антенн относятся:

ширина диаграммы направленности антенны;

уровень паразитных лепестков;

максимальный коэффициент направленного действия (КНД);

коэффициент полезного действия (КПД);

максимальный коэффициент усиления (КУ);

сопротивление излучения;

входное сопротивление;

предельная мощность излучения антенны.

### 1.1.1. Диаграмма направленности антенны

Диаграмма направленности антенны характеризует зависимость амплитуды, фазы и поляризации ЭМП в дальней зоне антенны от направления

наблюдения. Дальняя зона ограничена условием:  $r \geq 2L^2/\lambda$ , где  $r$  - расстояние до точки наблюдения,  $L$  - длина антенны,  $\lambda$  - длина волны.

Аналитически указанная зависимость записывается в виде:

$$\vec{E}(\theta, \varphi) = C \cdot \vec{f}(\theta, \varphi), \quad (1.1)$$

где  $\vec{E}$  - вектор комплексной амплитуды напряженности электрического поля;  $C$  - постоянная величина, опре-

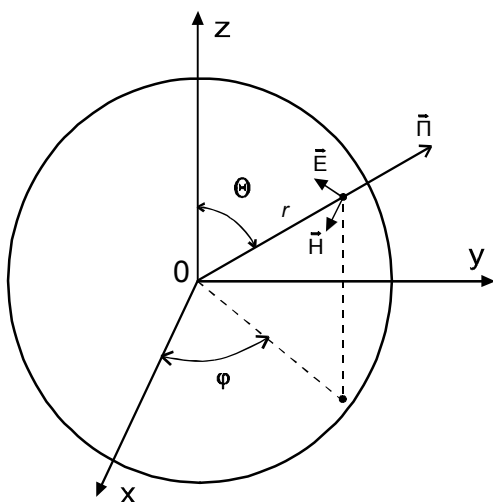


Рис. 1.1

деляемая фиксированными значениями длины волны  $\lambda$ , параметрами среды  $\mu_a$ ,  $\varepsilon_a$  и фиксированной дальностью  $r$  до точек наблюдения:

$$C = \frac{\sqrt{\mu_a/\varepsilon_a}}{2\lambda r} \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r}, \quad (1.2)$$

где  $\vec{f}(\theta, \varphi)$  - функция углов наблюдения  $\theta, \varphi$  (рис. 1.1), называемая векторной комплексной ДН по полю.

Если в  $\vec{f}(\theta, \varphi)$  выделить ее модуль  $f(\theta, \varphi)$ , аргумент  $\Phi(\theta, \varphi)$  и направляющий единичный вектор  $\vec{p}(\theta, \varphi)$ , то

$$\vec{f}(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi) \cdot e^{j\Phi(\theta, \varphi)} \vec{p}(\theta, \varphi). \quad (1.3)$$

Функции  $f(\theta, \varphi)$ ,  $\Phi(\theta, \varphi)$  и  $\vec{p}(\theta, \varphi)$  называются соответственно *амплитудной*, *фазовой* и *поляризационной* диаграммами антенны.

#### 1.1.1.1. Амплитудная диаграмма направленности антенны

*Амплитудная диаграмма направленности (АДН) антенны*  $f(\theta, \varphi)$  - это зависимость амплитуды напряженности электрического поля в равноудаленных от центра излучающей системы точках дальней зоны от направления наблюдения (углов  $\theta$  и  $\varphi$ ).

АДН - основная характеристика, определяющая направленные свойства антенны. Чем определяется эта зависимость? Только конфигурацией антенны и распределением комплексных амплитуд токов, протекающих в ее различных элементах. Физически это объясняется тем, что в каждую точку

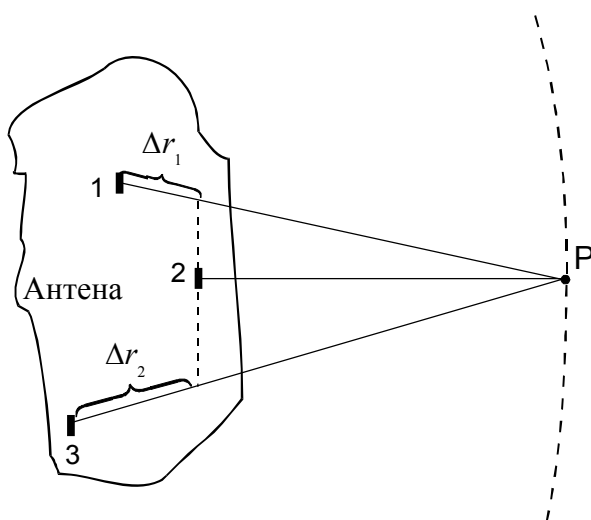


Рис. 1.2

пространства  $P$  одновременно, но с некоторым фазовым сдвигом, обусловленным разностью хода  $\Delta r$  (рис. 1.2), приходят волны от всех излучающих элементов антенны. В итоге образуется результирующее (суммарное) поле, величина которого определяется соотношением амплитуд и фаз частных (парциальных) полей.

Соотношение фаз существенно меняется при изменении углово-

го положения точки  $P$  относительно антенны даже при неизменной дальности, так как меняются значения  $\Delta r$ :

$$\Delta\Phi = \omega \frac{\Delta r}{c} = 2\pi f \frac{\Delta r}{c} = 2\pi \frac{\Delta r}{\lambda},$$

где  $\Delta\Phi$  - фазовый сдвиг парциальных полей.

В результате взаимодействия частных полей от всех излучающих элементов антенны в пространстве образуется объемная интерференционная картина, конфигурацию которой и описывает амплитудная ДНА  $f(\theta, \varphi)$ . Она дает полное представление о том, в каком направлении поля складываются, в каком - частично вычитаются, а в каком - компенсируют друг друга.

Представление ДНА в абсолютных значениях неудобно, так как величина поля зависит не только от антенны и закона распределения токов в ней, но и от мощности, подводимой к антенне. Это затрудняет сравнение АДН различных антенн. Поэтому на практике обычно пользуются нормированными диаграммами направленности. Нормировка производится относительно максимального значения ДН:

$$F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)}. \quad (1.4)$$

АДН может быть представлена графически; при этом она имеет объемную форму (рис. 1.3). Объемные диаграммы направленности наглядны, но неудобны для графического изображения и экспериментального измерения, поэтому их обычно заменяют плоскостными ДН. Плоскостные диаграммы

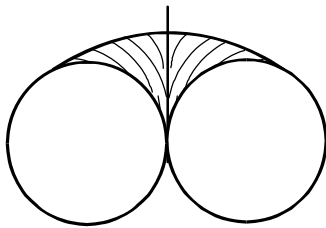


Рис. 1.3

являются сечениями объемной АДН плоскостями, проходящими через начало координат и направление максимума излучения. Полнота представления объемной ДНА определяется количеством сечений. Чаще всего ограничиваются двумя взаимно перпендикулярными

сечениями, плоскости которых при линейной поляризации выбирают так, чтобы одна из них совпадала с Е-плоскостью, а другая - с Н-плоскостью.

Плоские сечения ДН изображают в прямоугольной и полярной системах координат (рис. 1.4).

Представление в полярной системе координат более наглядно, но ме-

нее точно, особенно изображения мелких элементов диаграммы направленности.

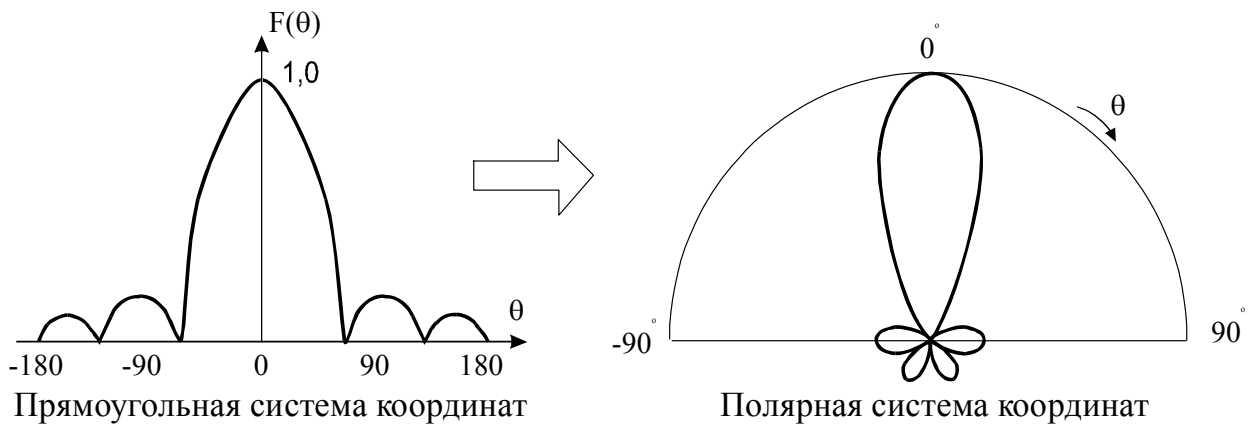


Рис. 1.4

На графике ДНА обычно имеется несколько "лепестков". Лепесток, в котором сосредоточен максимум излучения, называется *главным*; лепесток, направленный в противоположную сторону (на  $180^\circ$ ) - *задним*; все остальные лепестки - *боковыми* (эти лепестки обычно являются паразитными).

Наряду с ДНА по полю  $F(\theta, \varphi)$  очень часто используют ДН по *мощности*  $F_p(\theta, \varphi)$ , т.е. зависимость плотности потока мощности в равноудаленных от центра антенны точках от направления излучения.

Так как плотность потока мощности и напряженность электрического поля связаны квадратичной зависимостью, то ДН по мощности является квадратом модуля комплексной функции  $F(\theta, \varphi)$ , т.е.

$$F_p(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi). \quad (1.5)$$

Главный лепесток диаграммы направленности имеет различную форму в зависимости от назначения антенной системы (для вращающейся антенны РЛС обнаружения - диаграмма направленности широкая в вертикальной плоскости и узкая в горизонтальной, для РЛС точного наведения - ДН игольчатого типа, для высотомеров - веерная и т.д.).

#### 1.1.1.2. Фазовая диаграмма антенны

*Фазовая диаграмма антенны*  $\Phi(\theta, \varphi)$  - это зависимость фазы излучаемого антенной электромагнитного поля от направления в пространстве при постоянном расстоянии от центра антенны до точек наблюдения и неизменных условиях возбуждения.

Физически зависимость фазы от направления объясняется той же при-



чиной, что и зависимость амплитуды, - результатом сложения парциальных полей от всех элементов антенны.

Графически фазовую диаграмму (ФД) антенны принято изображать в виде эквифазных поверхностей. *Эквифазная поверхность* (или фронт волны) представляет собой поверхность в пространстве, во всех точках которой в данный момент времени фаза поля одинакова.

ФД обычно изображается в виде плоских сечений (рис. 1.5). Секущие плоскости выбирают так же, как и для амплитудной диаграммы направленности.

Если расстояние до эквифазной поверхности при любых углах  $\theta$  и  $\varphi$  не изменяется, значит, антенна излучает сферическую волну (рис. 1.5, а), а центр сферы, называемый *фазовым центром* совпадает с антенной (точка "0").

На рис. 1.5, б фазовый фронт имеет скачки, но отдельные его участки остаются сферическими, а фазовый центр (ФЦ) снова совпадает с антенной. В обоих случаях нормаль  $\vec{n}^0$  к фазовому фронту указывает направление на антенну.

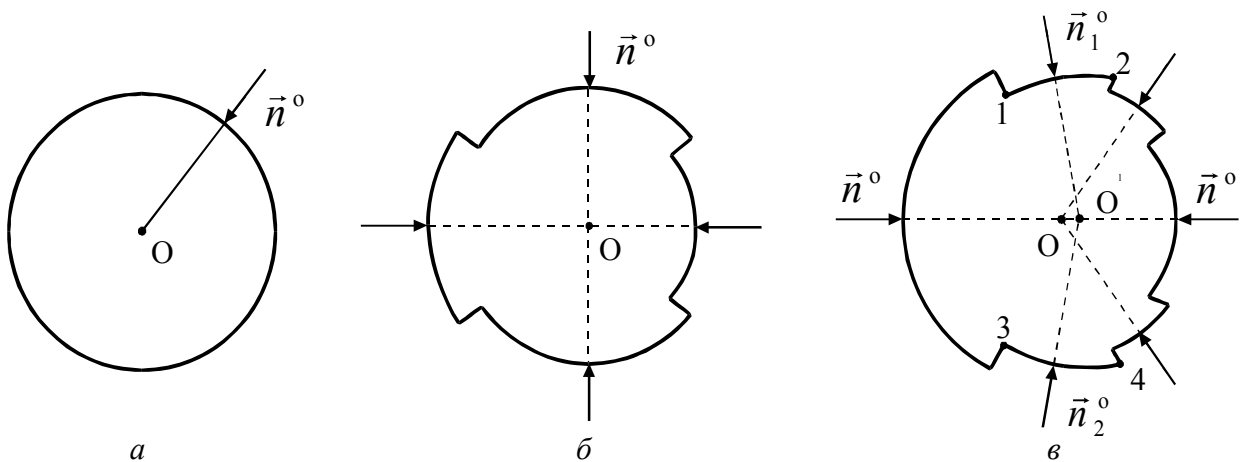


Рис. 1.5

На рис. 1.5, в некоторые участки фазового фронта имеют фазовый центр, совпадающий с антенной ("0"), а другие (например, 1-2, 3-4) - не совпадающий с ней (точка "0'"). Такой фазовый центр называется *интегральным*, и нормаль к фронту волны указывает направление на интегральный фазовый центр, а не на центр антенны. Это имеет практическое значение, поскольку многие РЛС измеряют угловые координаты цели относительно направления нормали к фазовому фронту волны.

### 1.1.1.3. Поляризациянная диаграмма антенны

Под *поляризациянной диаграммой антенны* понимается зависимость поляризации электромагнитного поля от направления наблюдения.

*Поляризацией* волны называется ориентация вектора напряженности электрического поля в дальней зоне за период высокочастотных колебаний.

Если ориентацию вектора  $\vec{E}$  определить направлением единичного вектора  $\vec{p}$ , то  $\vec{E} = \vec{p} \cdot E$ , и дальше можно рассматривать зависимость  $\vec{p}(\theta, \varphi)$ .

Вид поляризации определяется тем, какую фигуру (годограф) описывает конец вектора  $\vec{p}$  за период колебаний (рис. 1.6).

Направление вращения вектора определяется по уходящей волне.

Наиболее общий случай поляризации - эллиптическая. Поляризациянный эллипс (рис. 1.6, *г*) характеризуется тремя поляризациянными параметрами: коэффициентом эллиптичности  $K_3$ ; углом ориентации  $\gamma$ ; направлением вращения вектора поляризации.

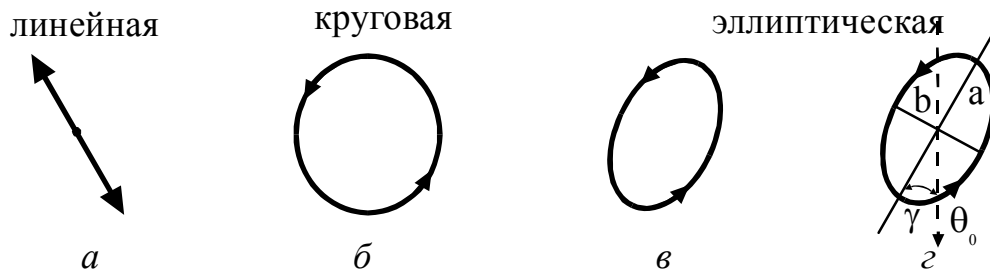


Рис. 1.6

*Коэффициент эллиптичности* - это отношение малой и большой полуосей эллипса:

$$K_3 = b/a; \quad (0 \leq K_3 \leq 1). \quad (1.6)$$

В частных случаях, когда  $K_3=0$ , поляризация оказывается линейной, а при  $K_3=1$  - круговой.

Угол ориентации эллипса  $\gamma$  - это угол между большой осью эллипса и  $\theta$ -плоскостью (ортом  $\vec{\theta}_0$ ), ( $0 \leq \gamma \leq \pi$ ).

Направлению вращения придается знак "+" ( $\text{sgn}K_3=1$ ), если оно правое (по часовой стрелке), и знак "-" ( $\text{sgn}K_3=-1$ ), если левое.

Зависимость параметров поляризациянного эллипса от направления наблюдения называется поляризациянной диаграммой:

$$K_3(\theta, \varphi); \quad \gamma(\theta, \varphi); \quad \text{sgn } K_3(\theta, \varphi).$$

Эта зависимость чаще всего снимается экспериментально и строится в одной плоскости в прямоугольной системе координат.

Поляризация антенны имеет большое практическое значение, так как для полного приема сигнала требуется полное согласование поляризаций приемной и передающей антенн, а для подавления помехи - максимальное различие поляризационных параметров помехи и антенны. Знание поляризационных свойств антенны позволяет также оценить влияние РЛС на ЭМС в группировке.

### 1.1.2. Частотная характеристика антенны

*Частотной характеристикой антенны (ЧХ)* в общем случае называется зависимость амплитуды электромагнитного поля в дальней зоне в направлении главного максимума излучения от частоты передатчика.

Рассчитать напрямую эту зависимость часто бывает затруднительно, поэтому на практике частотные свойства антенн, как правило, оценивают косвенным образом по зависимости, например коэффициента стоячей волны в волноводе, питающем антенну, от частоты (рис. 1.7). Количественными

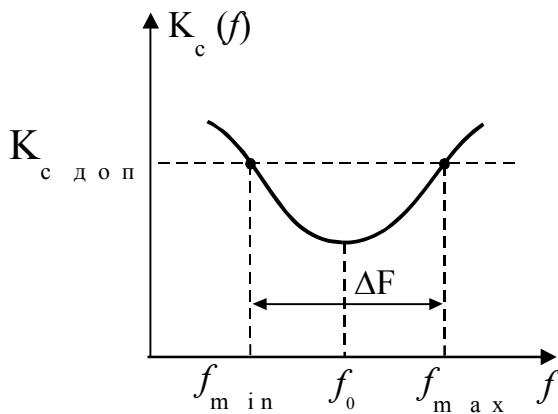


Рис. 1.7

оценками частотных свойств антенны являются номинальная частота  $f_0$ , полоса пропускания  $\Delta F$  и коэффициент перекрытия  $K_{\Pi}$ .

*Полоса пропускания* - это полоса частот, в пределах которой параметры антенны не выходят за допустимые пределы:  $\Delta F = f_{\max} - f_{\min}$ .

Коэффициент перекрытия - это

отношение частот:

$$K_{\Pi} = \frac{f_{\max}}{f_{\min}}. \quad (1.7)$$

Для узкополосных антенн  $K_{\Pi} \leq 1,1$ ; для сверхширокополосных коэффициент достигает значения десятков единиц.

### 1.1.3. Ширина диаграммы направленности

*Ширина ДН* характеризует степень ее направленности (узость радиолуча). Ширина диаграммы направленности оценивается по ее главному лепестку и отсчитывается на некотором условном уровне относительно его максимума. Обычно ширина ДНА указывается для координатной плоскости ( $\theta$  и  $\varphi$ )

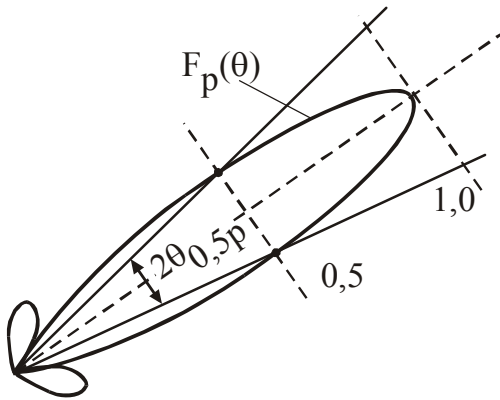


Рис. 1.8

и определяется как угол между направлениями, в которых плотность потока мощности уменьшается в 2 раза или до нуля по сравнению с направлением главного максимума (рис. 1.8). Соответственно говорят о ширине диаграммы направленности по половинной мощности ( $2\theta_{0,5p}$ ) и по нулям ( $2\theta_0$ ). Чаще всего используется

$2\theta_{0,5p}$ . Отметим, что уровень половинной мощности соответствует уровню 0,707 напряженности поля: так как  $F_p = F^2$ , то  $0,5F_p = (0,707F)^2$ .

### 1.1.4. Уровень паразитных лепестков

*Уровень паразитных лепестков* определяется как отношение их максимумов к главному максимуму. Обычно эту величину выражают в процентах или децибелах (дБ). Иногда ограничиваются указанием уровня только первого бокового лепестка, имеющего наибольшую величину. Наличие боковых и заднего лепестков крайне нежелательно, поскольку они бесполезно уносят энергию в ненужных направлениях, снижают ее концентрацию в главном лепестке, создают помехи другим станциям.

### 1.1.5. Максимальный коэффициент направленного действия

*Коэффициентом направленного действия* антенны в заданном направлении называется число, показывающее, во сколько раз плотность ее потока в какой-либо точке пространства в этом направлении больше плотности потока мощности в той же точке для случая, когда антенна излучала бы ненаправленно (изотропно). Существуют и другие варианты определения КНД.

КНД обозначается буквой "D" и является функцией углов  $\theta$  и  $\varphi$ :

$$D(\theta, \varphi) = P_A / P_{И} \quad \text{при} \quad P_A = P_{И}, \quad (1.8)$$

где  $\Pi_A$  и  $\Pi_I$  - плотность потока мощности в одной и той же точке для направленной и изотропной антенн;  $P_A$  и  $P_I$  - мощность, подводимая к соответствующей антенне. Предполагается, что обе антенны являются идеальными излучателями, т.е. не имеют потерь.

КНД антенны определяется формой ее АДН:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi F^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}. \quad (1.9)$$

Обычно, когда говорят о КНД, имеют в виду его максимальное значение. Оно соответствует направлению максимума ДНА, где  $F(\theta, \varphi) = 1$ . При этом

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}. \quad (1.10)$$

Сравнивая (1.9) и (1.10), можно записать:

$$D(\theta, \varphi) = D_{\max} F^2(\theta, \varphi) = D_{\max} F_p(\theta, \varphi). \quad (1.11)$$

Расчет  $D_{\max}$  по формуле (1.10) является достаточно трудоемким, поэтому для его ориентировочной оценки допускают, что в пределах главного лепестка  $F(\theta, \varphi) = 1$ , а за его пределами  $F(\theta, \varphi) = 0$ . Поскольку размеры главного лепестка определяются величинами  $2\theta_{0,5p}$  и  $2\varphi_{0,5p}$ , выражение (1.10) приводится к виду:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{2\theta_{0,5p} 2\varphi_{0,5p}}. \quad (1.12)$$

Если учесть, что часть мощности уходит в боковые лепестки, а также неравномерность излучения в пределах главного, то следует ввести коэффициент потерь  $k_{\Pi}$ , среднюю величину которого можно принять равным 0,6...0,7. Тогда

$$D_{\max} = k_{\Pi} \frac{4\pi}{2\theta_{0,5p} 2\varphi_{0,5p} [\text{рад}]} = \frac{25000 - 32000}{2\theta_{0,5p} 2\varphi_{0,5p} [\text{град}]}. \quad (1.13)$$

### 1.1.6. Коэффициент полезного действия

*Коэффициент полезного действия* - это отношение мощности, излучаемой антенной, к полной мощности, которая подводится к ее входу. Полная мощность  $P_{вх}$  складывается из мощности излучения  $P_{изл}$  и мощности потерь  $P_{пот}$  (часть мощности, расходуемая на тепло). Следовательно,

$$\eta_A = \frac{P_{изл}}{P_{вх}} = \frac{P_{изл}}{P_{изл} + P_{пот}}. \quad (1.14)$$

Для большинства антенн РЛС этот показатель высок и обычно больше 0.9.

### 1.1.7. Максимальный коэффициент усиления

*Коэффициент усиления  $G(\theta, \varphi)$*  показывает, во сколько раз мощность, подводимая к ненаправленной антенне, не имеющей потерь, должна быть больше мощности, подводимой к конкретной антенне, при условии равенства полей, возбуждаемых этими антеннами в направлении  $\theta, \varphi$ .

КУ антенны имеет то же определение, что и КНД, но предполагает, что антенна не является идеальным излучателем, а имеет потери при преобразовании токов в ее элементах в тепло. Поэтому коэффициент усиления меньше КНД:

$$G(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi) \cdot \eta_A \quad \text{и} \quad G_{\max} = D_{\max} \cdot \eta_A. \quad (1.15)$$

Для большинства антенн РЛС значение КУ мало отличается от КНД.

### 1.1.8. Сопротивление излучения

Формально сопротивление излучения - это коэффициент, связывающий мощность излучения и ток в антенне -  $P_{изл} = 0,5 I^2 R_{\Sigma}$ . Это активное сопротивление  $R_{\Sigma}$  как бы присутствует в антенне и на нем рассеивается мощность, излучаемая антенной в пространство. Сопротивление излучения определяется по формуле:

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (1.16)$$

### 1.1.9. Входное сопротивление антенны

*Входное сопротивление  $Z_{вх}$*  определяется как отношение комплексной

амплитуды напряжения  $\dot{U}_{ex}$  к комплексной амплитуде тока  $\dot{I}_{ex}$  на входе антенны:

$$Z_{ex} = U_{ex} / I_{ex} = R_{ex} + jX_{ex}. \quad (1.17)$$

Активная составляющая входного сопротивления характеризует расходуемую в антенне мощность, которая представляет собой сумму мощности излучения и мощности потерь:

$$P_{вх} = P_{\Sigma} + P_{пот}, \text{ соответственно } R_{вх} = R_{\Sigma} + R_{пот}. \quad (1.18)$$

Если КПД антенны высок, то  $R_{вх} \approx R_{\Sigma}$ ,  $X_{\Sigma} \approx 0$ ,  $R_{\Sigma} = \rho_{\phi}$  - волновое сопротивление фидера.  $Z_{вх}$  обычно определяется экспериментально, зависит от частоты и нередко определяет диапазонные свойства антенны.

#### 1.1.10. Предельная мощность излучения антенны

При повышении мощности, излучаемой антенной, вблизи нее растет напряженность электрического поля  $E$ . Если токонесущие части антенны окружены воздухом, то при  $E > 30$  кВ/см наступает электрический пробой, нарушающий нормальную работу антенной системы.

Таким образом, предельно допустимая мощность излучения определяется из условия  $E < 30$  кВ/см в точке максимальной напряженности поля вблизи поверхности антенны. Рабочую мощность выбирают в 2-3 раза меньше предельно допустимой.

Величина предельно допустимой мощности излучения обычно определяется экспериментально.

### 1.2. Основные радиотехнические характеристики и параметры приемных антенн

Приемная антенна преобразует энергию ЭМВ в энергию токов высокой частоты. Таким образом, ее можно рассматривать как генератор переменного тока, нагруженный на входное сопротивление приемника. Как у любого генератора у антенны можно выделить внутреннее (входное) сопротивление  $Z_{вх}$ , а систему "приемная антенна - нагрузка (приемник)" представить в виде эквивалентной схемы (рис. 1.9).

Основными вопросами, на которые требуется ответить при анализе приемных антенн, являются следующие:

- 1) каковы будут величины ЭДС " $e$ " и тока " $I$ " в приемной антенне при

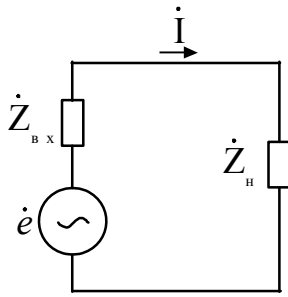


Рис. 1.9

заданной напряженности поля "E" радиоволн, падающих на антенну;

2) как зависят эти величины от направления прихода и поляризации падающей на антенну волны;

3) какова величина мощности, отдаваемой приемной антенной приемнику;

4) каковы основные радиотехнические

характеристики и параметры приемных антенн.

Исследование приемной антенны можно производить двумя различными методами. Первый из них состоит в непосредственном анализе воздействия приходящей волны на приемную антенну, которую при этом мысленно разбивают на элементарные участки и находят ЭДС, наводимую в каждом ее элементе. ЭДС на выходе антенны рассчитывается как сумма частных ЭДС в каждом элементе. По суммарной ЭДС определяется ток в антенне. Данный метод достаточно просто реализуется применительно к вибраторной антенне, но оказывается сложным по отношению к антеннам произвольной формы. В связи с этим обычно пользуются вторым методом. Он основан на принципе взаимности, известном из теории четырехполюсников.

### 1.2.1. Принцип взаимности

Его суть применительно к радиолинии заключается в следующем. Две антенны - передающая и приемная - и пространство между ними, заполненное изотропной линейной средой, представляются в виде четырехполюсника (рис. 1.10).

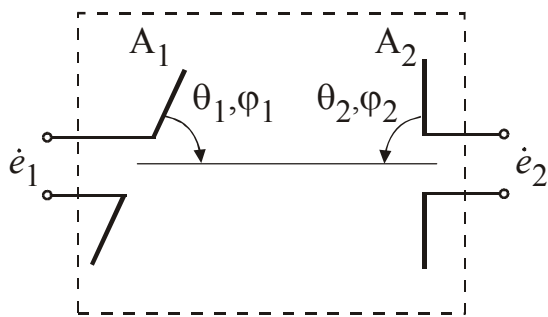


Рис. 1.10

Полюсами являются клеммы антенн. Если антенну A1 использовать в качестве передающей, а A2 - в качестве приемной, то к A1 подводится ЭДС  $\dot{e}_1$ , формируется электромагнитное поле и в A2 наводится ток  $\dot{I}_2$ .

Если антенны поменять ролями, т.е. в качестве приемной использовать A1, а A2 - в качестве передающей с подводимой ЭДС  $\dot{e}_2$ , то в антенне A1 возникнет ток  $\dot{I}_1$ .



Принцип взаимности применительно к антеннам означает, что

$$\frac{\dot{e}_1}{\dot{I}_2} = \frac{\dot{e}_2}{\dot{I}_1}. \quad (1.19)$$

Соотношение (1.19) позволяет определить свойства и параметры антенны при работе в режиме приема, если известны следующие ее характеристики и параметры в режиме передачи:

$Z_{\text{вх}}$  - входное сопротивление ( $Z_{\text{вх}} = Z_A = R_{\text{ex}} + jX_{\text{ex}}; R_{\text{ex}} = R_{\Sigma} + R_{\text{пот}}$ );

$R_{\Sigma}$  - сопротивление излучения ( $R_{\Sigma} = \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$ );

$D_{\text{max}}$  - максимальный КНД;

$F(\theta, \varphi)$  - нормированная диаграмма направленности антенны по полю.

Амплитуда ЭДС, наводимой в приемной антенне, равна:

$$e = \frac{\lambda}{\pi} E \cdot \sqrt{\frac{R_{\Sigma} D_{\text{max}}}{120}} F(\theta, \varphi), \quad (1.20)$$

где  $E$  - амплитуда напряженности электрического поля передающей антенны в месте размещения приемной.

Амплитуда тока  $I$  в приемной антенне определяется величиной ЭДС  $e$  и суммарным сопротивлением антенны и нагрузки (см. рис. 1.9):

$$I = \frac{e}{|Z_{\text{ex}} + Z_{\text{н}}|} = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{E}{|Z_{\text{ex}} + Z_{\text{н}}|} \cdot \sqrt{\frac{R_{\Sigma} D_{\text{max}}}{120}} F(\theta, \varphi). \quad (1.21)$$

Таким образом, ЭДС и ток в приемной антенне выражены через ее параметры в режиме передачи.

Формулы (1.20) и (1.21) предполагают, что поляризации антенн одинаковы. Следует заметить, что под поляризацией приемной антенны понимают ее поляризацию в режиме передачи.

### 1.2.2. Связь параметров приемной антенны при ее работе на прием и передачу

Основными характеристиками и параметрами приемной антенны являются те же характеристики и параметры, что и для передающих. Исключение составляют сопротивление излучения и допустимая излучаемая мощность. Определения характеристик и параметров приемной антенны отличаются от соответствующих определений для передающей.

*Диаграмма направленности приемной антенны* – это зависимость амплитуды ЭДС (или тока) в приемной антенне от направления прихода  $(\theta, \varphi)$  плоской электромагнитной волны при постоянной напряженности поля в месте приема.

Из выражений (1.20) и (1.21) видно, что указанная в определении зависимость выражается функцией  $F(\theta, \varphi)$ , которая является не чем иным, как нормированной диаграммой направленности антенны при ее работе в режиме передачи. Следовательно, нормированные ДНА в режимах приема и передачи совпадают, и

$$F_{np}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi). \quad (1.22)$$

*Коэффициентом направленного действия* (КНД) в направлении  $(\theta, \varphi)$  называется отношение мощности, поступающей на вход приемника при приеме на данной антенне, к мощности, поступающей на вход приемника при ненаправленной антенне. При этом предполагается, что обе антенны не имеют потерь и согласованы с приемником.

Поскольку КНД определяется диаграммой направленности, то численно он одинаков в режимах передачи и приема:

$$D_{np}(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi). \quad (1.23)$$

*Коэффициент полезного действия* (КПД) приемной антенны учитывает потери энергии в ее элементах и показывает, во сколько раз мощность, передаваемая антенной в согласованную нагрузку, меньше мощности, которую антенна могла бы передать, если бы не имела потерь.

Антенна является линейным пассивным четырехполюсником, поэтому ее КПД не изменяется при изменении направления передачи энергии, и

$$\eta_{Anp} = \eta_A. \quad (1.24)$$

Коэффициент усиления (КУ) приемной антенны имеет то же определение, что и КНД, но при этом предполагается, что в данной антенне имеются реальные потери мощности, а КПД ненаправленной антенны равен единице:

$$G_{np}(\theta, \varphi) = D_{np}(\theta, \varphi) \cdot \eta_{Anp} = D(\theta, \varphi) \cdot \eta_A = G(\theta, \varphi). \quad (1.25)$$

Аналогичные равенства можно распространить на фазовые, поляризационные и частотные характеристики. Следовательно, основные радиотехнические характеристики и параметры антенны в режимах приема и передачи совпадают, т.е. одна и та же антенна может выполнять функции приема и пе-

редачи без изменения характеристик и параметров. Это позволяет использовать в импульсных РЛС одну и ту же антенну на передачу и прием.

Дополнительно вводятся параметры, характеризующие специфику работы антенн на прием. К ним относятся:

- мощность, отдаваемая в нагрузку;
- поляризационная эффективность;
- шумовая температура;
- эффективная площадь антенны;
- коэффициент использования площади.

Последние два параметра относятся и к передающим антеннам, но их удобнее рассматривать применительно к приемным.

### 1.2.3. Мощность, отдаваемая антенной в нагрузку

Мощность, отдаваемая антенной в нагрузку (т.е. приемнику) на основании эквивалентной схемы (см. рис. 1.10) выражается равенством:

$$P_H = \frac{I^2 R_H}{2} = \frac{e^2}{|Z_{\text{ex}} + Z_H|^2} \frac{R_H}{2}. \quad (1.26)$$

Подставляя в (1.26) значения ЭДС  $e$  из формулы (1.20), получим:

$$P_H = \frac{\lambda^2}{\pi^2} \cdot \frac{E^2}{|Z_{\text{ex}} + Z_H|^2} \cdot \frac{R_\Sigma D_{\text{max}}}{120} \cdot F^2(\theta, \varphi) \cdot \frac{R_H}{2}. \quad (1.27)$$

Максимальная мощность выделяется в нагрузку, если обеспечивается полное согласование входного сопротивления антенны с сопротивлением нагрузки ( $X_H = -X_{\text{ex}}; R_H = R_{\text{ex}}$ ) и совмещение максимума ДНА с направлением на источник излучения. При этом  $Z_{\text{ex}} + Z_H = 2R_{\text{ex}}$ ,  $F(\theta, \varphi) = 1$ . С учетом этих условий из выражения (1.9) получим:

$$P_{H \text{ max}} = \frac{\lambda^2 E^2}{4\pi^2 R_{\text{ex}}^2} \cdot \frac{R_\Sigma D_{\text{max}}}{120} \cdot \frac{R_{\text{ex}}}{2} = \frac{E^2}{240\pi} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot D_{\text{max}} \frac{R_\Sigma}{R_{\text{ex}}}.$$

Учитывая, что  $R_\Sigma / R_{\text{ex}} = \eta_A$  - КПД антенны, окончательно находим:

$$P_{H \text{ max}} = \frac{E^2}{240\pi} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot D_{\text{max}} \cdot \eta_A. \quad (1.28)$$

Как видно из (1.28), чем выше направленные свойства антенны, тем большую мощность она извлекает из поля.

#### 1.2.4. Эффективная площадь антенны

В выражении (1.28) первый сомножитель представляет собой плотность потока мощности в точке приема, так как  $P = E^2/240\pi$ , а произведение  $\lambda^2 \cdot D_{\max}/4\pi$  имеет размерность площади и называется *эффективной площадью* антенны:

$$S_{эфф} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot D_{\max}. \quad (1.29)$$

Из (1.29) следует, что

$$P_{H \max} = PS_{эфф} \eta_A. \quad (1.30)$$

Под эффективной площадью антенны следует понимать такую условную площадку, которая, будучи помещена вместо реальной антенны в ту же точку пространства нормально к направлению падающей волны и не имея потерь, создает на входе приемника такую же мощность, что и согласованная с ним антенна.

Эффективная площадь антенны меньше ее *геометрической площади*  $S_{\Gamma}$ . Отличия геометрической и эффективной площадей антенны объясняются тем, что в реальной антенне часть падающей на нее мощности переизлучается и рассеивается, т.е. полезно используется не вся перехваченная у поля мощность, а только ее часть, хотя и бóльшая. Условная идеальная площадка не имеет потерь, поэтому ее площадь может быть меньше для создания такой же мощности на входе приемника. Формула (1.30) является одной из важнейших в теории антенн. Она связывает эффективную площадь антенны с ее КНД и пригодна для любой антенны.

#### 1.2.5. Коэффициент использования площади антенны

Коэффициент использования площади антенны (КИП) является показателем эффективности использования площади реальной антенны, численно определяется отношением

$$\xi_A = S_{эфф}/S_{\Gamma} \quad (1.31)$$

и изменяется в пределах  $0 \leq \xi_A \leq 1$ .

Из соотношений (1.29) и (1.31) можно получить практические формулы для расчета коэффициента усиления и КНД:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot S_{\text{эфф}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot S_{\Gamma} \cdot \xi_A; \quad (1.32)$$

$$G_{\max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot S_{\text{эфф}} \cdot \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot S_{\Gamma} \cdot \xi_A \cdot \eta_A. \quad (1.33)$$

Произведение КИП на КПД называется *коэффициентом эффективности* антенны:

$$g_A = \xi_A \cdot \eta_A. \quad (1.34)$$

*Коэффициент поляризационной эффективности.* Мощность, выделяемая в нагрузке приемной антенны, зависит также от согласования поляризационных параметров принимаемой волны и приемной антенны.

Для оценки эффективности приема сигналов различной поляризации вводится коэффициент поляризационной эффективности  $K_{\text{пэ}}$ . Он равен отношению мощности, выделяемой в нагрузке приемной антенны, к мощности, которая выделялась бы в нагрузке при условии полного согласования поляризационных параметров источника и приемной антенны.

Полное согласование поляризационных параметров обеспечивается, когда  $K_{\text{э}1} = K_{\text{э}2}$ ;  $\gamma_1 = \gamma_2$ ;  $\text{sgn } K_{\text{э}1} = \text{sgn } K_{\text{э}2}$ , где индексы 1 и 2 соответствуют приемной антенне и источнику излучения соответственно.

Коэффициент поляризационной эффективности определяется выражением:

$$K_{\text{пэ}} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{4K_{\text{э}1}K_{\text{э}2} + (1 - K_{\text{э}1}^2)(1 - K_{\text{э}2}^2) \cdot \cos(\gamma_1 - \gamma_2)}{(1 + K_{\text{э}1}^2)(1 + K_{\text{э}2}^2)} \right]. \quad (1.35)$$

$K_{\text{пэ}}$  изменяется в пределах от 0 до 1. Управляя поляризацией антенны, можно получать максимум полезного сигнала и (или) минимум помехи.

*Шумовая температура приемной антенны.* В антенне и волноводном тракте возникают внутренние шумы, вызванные тепловым движением электронов. К ним добавляются внешние шумы, принятые антенной из пространства. Они обусловлены грозowymi разрядами, индустриальными помехами, радиоизлучением Солнца, а также тепловым радиоизлучением земной поверхности и атмосферы.

Суммарную мощность шумов антенно-волноводного тракта в полосе пропускания приемника  $\Delta F$  можно оценить по формуле:

$$P_{ША} = kT_A \Delta F, \quad (1.36)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Вт/Гц·К – постоянная Больцмана,  $T_A$  – эквивалентная шумовая температура антенны по абсолютной шкале.

Так как шум антенно-волноводного тракта включает в себя внутренние и внешние составляющие, то и эквивалентную шумовую температуру  $T_A$  также можно представить в виде суммы:

$$T_A = T_{AB} + T_{AI}, \quad (1.37)$$

где  $T_{AB}$  – шумовая температура, связанная с внутренними шумами;  $T_{AI}$  – шумовая температура антенны, определяемая внешними источниками.

Шумовая температура  $T_{AB}$  оказывается довольно просто связанной с КПД антенно-волноводного тракта  $\eta_{AB}$ :

$$T_{AB} = T_0(1 - \eta_{AB}), \quad (1.38)$$

где  $T_0=288$  К – стандартная температура среды.

Согласно выражению (1.38), увеличение КПД антенно-волноводного тракта снижает шумовую температуру  $T_{AB}$ . При этом  $T_{AB} \leq T_0$ .

Шумовая температура  $T_{AI}$  зависит от пространственного распределения источников внешних помех и направленных свойств антенны. В метровом диапазоне волн антенны имеют широкую ДН, и в результате  $T_{AB} \ll T_{AI}$ . При этом  $T_A \geq 50 \dots 100$  К.

В сантиметровом и дециметровом диапазонах в силу остронаправленности антенн  $T_A = 5 \dots 20$  К. В этих диапазонах необходимо максимизировать КПД. При  $\eta_A = 0,9 \dots 0,95$ , согласно (1.38), имеем  $T_{AB} = 30 \dots 15$  К, что сравнимо с  $T_{AI}$ .

## 2. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ СИСТЕМ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

### 2.1. Понятие о прямой и обратной задачах в теории антенн. Антенна как система излучателей

В теории антенн практическое значение имеет решение двух задач прямой и обратной. Прямая задача состоит в расчете напряженности поля в дальней зоне по заданному распределению амплитуд и фаз источников поля в передающей антенне. Обратная задача, наоборот, заключается в отыскании тока и ЭДС на выходе антенны при приеме плоской электромагнитной волны, когда заданы характеристики и параметры антенны.

Решение прямой задачи находится достаточно строго, поскольку оно осуществляется на основе отработанной технологии применения к практике уравнений Максвелла. Обратную задачу решить сложнее, однако принцип взаимности позволяет ограничиться решением прямой задачи, а полученные результаты применить к той же антенне с заданными характеристиками в режиме приема.

Таким образом, основной задачей в теории антенн является прямая, а методика ее решения сводится к следующему.

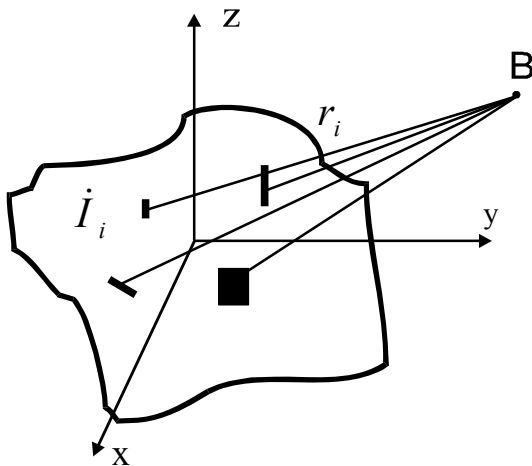


Рис. 2.1

1. Вся антенная система представляется в виде совокупности элементарных излучателей (рис. 2.1). Система излучателей может быть как дискретной, так и непрерывной. Она может быть линейной, плоскостной или объемной. Излучатели в общем случае могут иметь различную ориентацию и различные физические свойства. Для решения

задачи система излучателей должна быть однозначно определена, т.е. установлен тип каждого элементарного излучателя, его положение в антенне, ориентация.

2. Для каждого элементарного излучателя должна быть задана в зависимости от его типа или комплексная амплитуда тока, или комплексная амплитуда напряженности поля. Распределение этих величин по координатам антенны называется амплитудно-фазовым распределением.

3. Для каждого элементарного излучателя находят векторную величину комплексной амплитуды электромагнитного поля в дальней зоне  $[\vec{E}_i(B)]$ .

4. Структура и величина поля, излученного антенной, определяется как результат сложения парциальных полей, созданных в произвольной точке пространства  $B$  всеми элементарными излучателями:

$$\vec{E}(B) = \sum_i \vec{E}_i(B). \quad (2.1)$$

Для разнотипных излучателей с произвольной ориентацией в антенной системе решение прямой задачи достаточно сложное. Однако на практике большая часть антенн представляет собой системы, состоящие из идентичных и одинаково ориентированных излучателей или их можно рассматривать как таковые. Для этих систем расчет поля существенно упрощается.

## 2.2. Основные типы элементарных излучателей

Основными типами элементарных излучателей, которые используются в антенных системах, являются:

- элементарный электрический вибратор (диполь Герца);
- излучатель Гюйгенса;
- элементарный магнитный вибратор.

Диполь Герца - это прямолинейный тонкий проводник, длина которого  $l$  значительно меньше длины волны  $\lambda$  ( $l \ll \lambda$ ), в результате чего высокочастотный ток в любом его поперечном сечении в любой момент времени имеет одну и ту же величину и фазу. Напряженность электрического поля в дальней зоне для элементарного электрического вибратора определяется выражением:

$$\vec{E}_i(B) = \frac{60\pi \vec{I}_i l_i}{\lambda r_i} \sin \theta_i e^{-jk r_i + \pi/2}, \quad (2.2)$$

где  $\vec{I}_i$  - вектор комплексной амплитуды тока в вибраторе;  $r_i$  - расстояние от вибратора до точки дальней зоны  $B$ ;  $l_i$  - длина вибратора;  $\theta_i$  - угол между осью вибратора и направлением на точку наблюдения  $B$ ;  $k=2\pi/\lambda$  - волновое число.

Из выражения (1.20) следует, что поляризация ЭМП, созданного вибратором, совпадает с направлением тока (т.е. осью вибратора), а его диаграм-



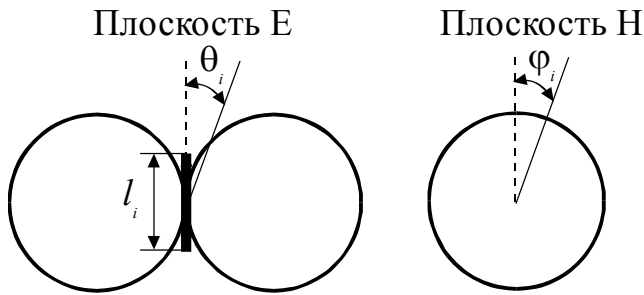


Рис. 2.2

ма направленности описывается функцией  $\sin\theta$ . Поскольку  $\vec{E}_i$  не зависит от угла  $\varphi$ , то объемная ДН вибратора имеет форму поверхности вращения вокруг оси вибратора (форму тора), а в главных сечениях - вид восьмерки в плоскости вибратора и окружности в перпендикулярной ему плоскости (рис. 2.2). Совокупность диполей Герца может представлять линейные излучатели различной длины и конфигурации.

*Излучатель Гюйгенса* - это гипотетический излучатель, соответствующий бесконечно малому участку волнового фронта плоской ЭМВ с линейной поляризацией (рис. 2.3).

Площадь участка  $s_i = l_x l_y \ll \lambda^2$ . Для этого случая напряженность электрического поля в точке В выражается формулой:

$$\vec{E}_i(B) = \frac{\vec{E}_i s_i (1 + \cos\theta_i)}{\lambda r_i} e^{-jk r_i + \pi/2}, \quad (2.3)$$

где  $\vec{E}_i$  - вектор напряженности электрического поля на элементе.

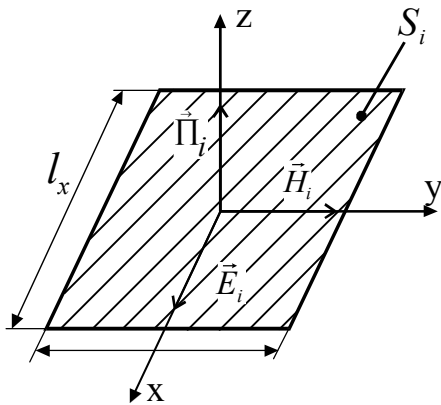


Рис. 2.3

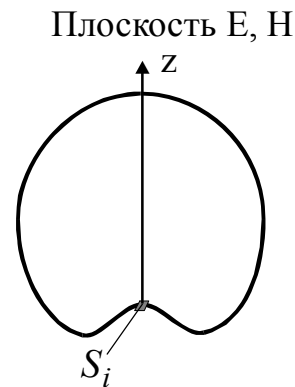


Рис. 2.4

Поляризация поля совпадает с направлением  $\vec{E}_i$ . Диаграмма направленности является телом вращения около нормали к площадке  $s_i$ , описывается выражением  $(1 + \cos\theta_i)/2$  и в главных сечениях представляет собой кардииду (рис. 2.4). Элементы Гюйгенса в совокупности могут представлять собой как поверхностные излучатели, так и раскрывы антенн.

Элементарный магнитный вибратор (магнитный диполь) может быть представлен в виде свернутого в кольцо (или рамку) элементарного электри-

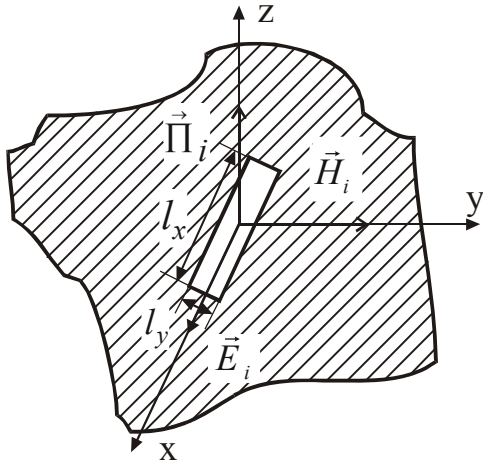


Рис. 2.5

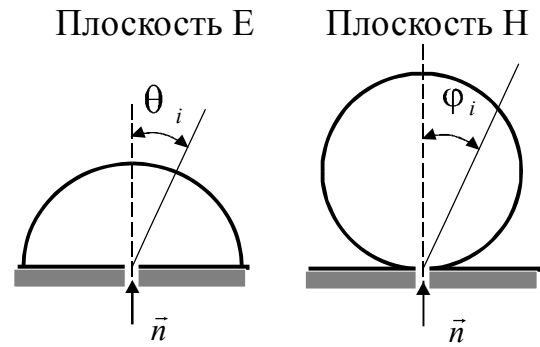


Рис. 2.6

ческого вибратора или в виде щели, прорезанной в проводящем экране больших размеров параллельно вектору напряженности магнитного поля  $\vec{H}_i$  (рис. 2.5). Размеры щели таковы, что  $l_x \ll \lambda; l_y \ll \lambda; s_i = l_x l_y \ll \lambda^2$ . Напряженность электрического поля в дальней зоне определяется зависимостью:

$$\vec{E}_i(B) = \frac{\vec{E}_i s_i}{\lambda r_i} \cos \theta_i e^{-jk r_i - \pi/2}. \quad (2.4)$$

Поляризация поля линейная, совпадает с направлением  $\vec{E}_i$ . ДН щелевого источника в полупространстве имеет вид половины тора (рис. 2.6) и выражается зависимостями:  $f_i(\theta) = \text{const}$  - в электрической плоскости,  $f_i(\theta) = |\cos \theta|$  - в магнитной. Поле щели максимально в плоскости, перпендикулярной ее оси и проходящей через центр щели. Вдоль оси щели поле равно нулю.

### 2.3. Результирующее поле системы одинаково ориентированных излучателей в дальней зоне

В общем случае излучатели, образующие антенну, могут быть по-разному ориентированы в пространстве. Соответственно, по-разному будут ориентированы и векторы  $\vec{E}_i$ . Для получения полного поля антенны необходимо найти векторную сумму величин  $\vec{E}_i$ .

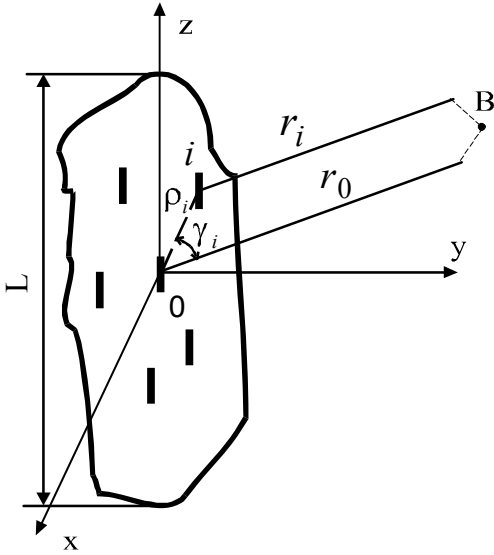


Рис. 2.7

Наибольшую амплитуду результирующее поле имеет при условии параллельности и синфазности векторов  $\vec{E}_i$ , что обеспечивается одинаковой ориентацией в пространстве всех излучателей. Поэтому в большинстве случаев антенны РЭС представляют собой системы из одинаково ориентированных в пространстве излучателей (рис. 2.7). Найдем поле такой антенны в дальней зоне. Начало координат "0" сов-

местим с произвольным излучателем, обозначенным также индексом 0, общее количество излучателей равно  $N$  (от 0 до  $N-1$ ). Полное поле антенны в точке "B" равно векторной сумме полей всех излучателей:

$$\vec{E}(B) = \sum_{i=0}^{N-1} \vec{E}_i(B). \quad (2.5)$$

Примем для определенности в качестве элементарного излучателя вибратор Герца. Согласно (2.2), выражение для комплексной амплитуды его поля в дальней зоне имеет вид:

$$\vec{E}_i(B) = \frac{60\pi \vec{I}_i l_i}{\lambda r_i} \sin \theta_i e^{-jk r_i + \pi/2}. \quad (2.6)$$

Сгруппируем члены правой части в виде:

$$\dot{E}_i(B) = \frac{60\pi l_i}{\lambda} \cdot \frac{\dot{I}_i}{r_i} \cdot \sin \theta_i \cdot e^{-jk r_i}. \quad (2.7)$$

В выражении (2.7) первый множитель является величиной постоянной и одинаковой для всех излучателей системы. Обозначим его "C". Третий множитель определяет диаграмму направленности  $i$ -го элементарного излучателя  $f_i(\theta_i, \varphi_i)$ . Вторым и четвертым множителями для каждого излучателя имеют свое индивидуальное значение. С учетом этих замечаний представим (2.7) в виде:

$$\dot{E}_i(B) = C \cdot \frac{\dot{I}_i}{r_i} \cdot f_i(\theta_i, \varphi_i) \cdot e^{-jk r_i}. \quad (2.8)$$

Проанализируем выражение (2.8) применительно к дальней зоне, т.е. при  $r \gg 2L^2 / \lambda$ , где  $L$  - максимальный линейный размер антенны.

1. Направления из любой точки антенны на точку "В" дальней зоны можно считать параллельными, т.е.  $\theta_0 = \theta_i = \theta$ ;  $\varphi_0 = \varphi_i = \varphi$ . В силу идентичности и одинаковой ориентировки излучателей

$$f_i(\theta_i, \varphi_i) = f_i(\theta, \varphi) = f_{N-1}(\theta, \varphi) = f_0(\theta, \varphi), \quad (2.9)$$

и значения ДН всех излучателей на точку наблюдения одинаковы и равны соответствующему значению ДН центрального излучателя.

2. Множитель  $1/r_i$  определяет зависимость амплитуды поля от расстояния. Для дальней зоны можно считать, что  $1/r_i \approx 1/r_0$ . В самом деле, из рис. 2.6 видно, что разность хода волн  $\Delta r_i$  до точки В из точек 0 и  $i$  определяется соотношением  $\Delta r_i = r_0 - r_i = \rho_i \cos \gamma_i$ , где  $\rho_i$  - расстояние между  $i$ -м и нулевым излучателями, а  $\gamma_i$  - угол между направлением на точку наблюдения и направлением на  $i$ -й излучатель. Отсюда  $r_i = r_0 - \rho_i \cos \gamma_i$ . Максимальное значение  $\Delta r_i$  соответствует предельному случаю, когда  $r_i = r_{i \max}$  и  $\cos \gamma_i = (\cos \gamma_i)_{\max}$ . Очевидно, что любое отклонение  $\rho_i$  не может выходить за пределы антенны с линейным размером  $L$ , т.е.  $\rho_{i \max} = L$ , а  $(\cos \gamma_i)_{\max} = 1$ . Поэтому  $\Delta r_{i \max} = L$  и  $r_{i \min} = r_0 - L$ . На практике  $L \ll r_0$ , и можно считать, что  $\frac{1}{r_i} = \frac{1}{r_0 - L} \approx \frac{1}{r_0}$ .

3. Множитель  $\exp - jkr_i$  характеризует изменение фазы поля  $i$ -го излучателя в зависимости от расстояния. Здесь нельзя полагать, что  $r_i \approx r_0$ , так как даже небольшая разность  $\Delta r_i$  ведет к существенному фазовому сдвигу  $\Delta \Phi_i$ .

Действительно, так как  $\Delta \Phi_i = k \Delta r_i = (2\pi / \lambda) \rho_i \cos \gamma_i$ , то при  $\Delta r_{i \max} = L$  -  $\Delta \Phi_i = \frac{2\pi}{\lambda} L$ . Поскольку на практике  $L \gg \lambda$ , то величина фазо-

вого сдвига полей от различных элементарных отражателей в точке В может составлять от нуля до нескольких периодов, т. е. принимать любое значение в пределах от 0 до  $2\pi$ .

Таким образом, выражение (2.8) для дальней зоны можно представить так:

$$\dot{E}_i(B) = C \cdot \frac{\dot{I}_i}{r_i} \cdot \dot{f}_0(\theta_i, \varphi_i) \cdot e^{-jk(r_0 - \rho_i \cos \gamma_i)} = C \cdot \frac{\dot{f}_0(\theta_i, \varphi_i) e^{-jkr_0}}{r_0} \cdot \dot{I}_i \cdot e^{jk\rho_i \cos \gamma_i}.$$

Суммируя поля всех излучателей, получим:

$$\dot{E}(B) = \sum_{i=0}^{N-1} \dot{E}_i(B) = C \cdot \frac{\dot{f}_0(\theta_i, \varphi_i) e^{-jkr_0}}{r_0} \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \dot{I}_i \cdot e^{jk\rho_i \cos \gamma_i}. \quad (2.10)$$

Учитывая, что комплексная амплитуда тока в  $i$ -м излучателе в экспоненциальной форме имеет вид  $\dot{I}_i = I_i \cdot e^{j\Phi_i}$ , где  $I_i$  и  $\Phi_i$  - амплитуда и фаза тока, помножим и разделим выражение (2.10) на комплексную амплитуду тока  $\dot{I}_0$  в нулевом излучателе:

$$\dot{E}(B) = C \cdot \frac{\dot{I}_0}{r_0} \cdot \dot{f}_0(\theta_i, \varphi_i) e^{-jkr_0} \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \frac{I_i}{I_0} \cdot e^{j[(\Phi_i - \Phi_0) + k\rho_i \cos \gamma_i]}. \quad (2.11)$$

Введем обозначения:

$A_i = I_i / I_0$  - амплитудное распределение токов в системе (АР);

$\varphi_i = \Phi_i - \Phi_0$  - фазовое распределение токов в системе (ФР).

Отношение  $\dot{I}_i / \dot{I}_0 = A_i \cdot e^{j(\Phi_i - \Phi_0)}$  будем называть амплитудно-фазовым распределением токов в системе излучателей.

С учетом введенных обозначений выражение (2.11) запишется в виде:

$$\dot{E}(B) = C \cdot \frac{\dot{I}_0}{r_0} \cdot \dot{f}_0(\theta_i, \varphi_i) e^{-jkr_0} \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \dot{A}_i \cdot e^{jk\rho_i \cos \gamma_i}. \quad (2.12)$$

Рассмотрим полученное соотношение. Согласно формуле (2.8), множитель, стоящий перед суммой, представляет собой поле излучателя, находящегося в начале координат, т.е.  $\dot{E}_0(B)$ . Следовательно,

$$\dot{E}(B) = \dot{E}_0(B) \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \dot{A}_i \cdot e^{jk\rho_i \cos \gamma_i}. \quad (2.13)$$

Таким образом, результирующее поле антенны как системы идентичных, одинаково ориентированных излучателей получается путем умножения

поля одного ее элементарного излучателя на некоторый множитель, который получил название множитель системы (МС).

В общем случае множитель системы, обозначаемый  $f_{cucm}(\theta, \varphi)$ , имеет комплексный характер, и его можно выразить через модуль и аргумент:

$$\dot{f}_{cucm}(\theta, \varphi) = \sum_{i=0}^{N-1} \dot{A}_i \cdot e^{jk\rho_i \cos \gamma_i} = f_{cucm}(\theta, \varphi) e^{j\Phi_{cucm}(\theta, \varphi)}. \quad (2.14)$$

Множитель системы является функцией углов наблюдения точек пространства, потому что он зависит от угла  $\gamma_i$ .

Величина  $f_{cucm}(\theta, \varphi)$  не зависит от типа излучателей, из которых состоит антенна, а определяется только АФР токов в системе ( $\dot{A}_i$ ) и пространственным расположением излучателей ( $\rho_i, \gamma_i$ ). Замена типа излучателя приведет только к изменению  $\dot{E}_0(B)$ , но не изменит величины  $f_{cucm}(\theta, \varphi)$ . Поэтому все приведенные выше рассуждения справедливы не только для вибратора Герца, но и для любого другого излучателя.

После введения множителя системы выражение (2.13) можно переписать в виде:

$$\dot{E}(B) = \dot{E}_0(B) \cdot \dot{f}_{cucm}(\theta, \varphi), \quad (2.15)$$

т.е. поле системы идентичных, одинаково ориентированных излучателей равно произведению поля ее центрального излучателя на множитель системы.

Множитель системы, по существу, является функцией, описывающей интерференционную картину результирующего поля, полученного в результате суперпозиции парциальных полей от всех излучателей антенной системы. Он зависит от следующих параметров:

$N$  - количества излучателей;

$\dot{A}_i$  - амплитудно-фазового распределения;

$r_i$  - геометрии системы;

$\gamma_i$  - направления на точку наблюдения (т.е. углов  $\theta, \varphi$ ).

Множитель системы не зависит от типа излучающих элементов, ориентации элементарных излучателей, ДН излучателей.

МС отображает интерференционные свойства всей антенной системы.

#### 2.4. Правило перемножения диаграмм направленности

В соответствии с выражениями (2.13) и (2.15) комплексная амплитуда результирующего вектора электрического поля всей антенны:

$$\dot{E}(B) = C \cdot \frac{\dot{I}_0}{r_i} \cdot \dot{f}_0(\theta, \varphi) \cdot \dot{f}_{сист}(\theta, \varphi) \cdot e^{-jkr_0}. \quad (2.16)$$

В выражении (2.16) зависимость амплитуды поля от направления, т.е. диаграмма направленности антенны, обозначаемая  $\dot{f}(\theta, \varphi)$ , выражается произведением двух функций углов наблюдения -  $\dot{f}_0(\theta, \varphi)$  и  $\dot{f}_{сист}(\theta, \varphi)$ .

$$\text{Следовательно, } \dot{E}(B) = C \cdot \frac{\dot{I}_0}{r_i} \cdot \dot{f}(\theta, \varphi) \cdot e^{-jkr_0},$$

$$\text{где } \dot{f}(\theta, \varphi) = \dot{f}_0(\theta, \varphi) \cdot \dot{f}_{сист}(\theta, \varphi). \quad (2.17)$$

Таким образом, результирующая комплексная диаграмма направленности системы идентичных, одинаково ориентированных излучателей равна произведению диаграммы направленности одного излучателя на множитель системы.

Выражение (2.17) называется *правилом перемножения диаграмм направленности (правилом Бонч-Бруевича)*. Его ценность состоит в том, что оно применимо к антеннам любой конфигурации и может быть обобщено для случая совокупности источников излучения, не являющихся элементарными, т.е. источников, размеры которых могут быть соизмеримы с длиной волны или превышают ее.

Из этого правила наглядно виден физический смысл множителя системы. Если бы элементарные излучатели системы не обладали направленными свойствами, т.е.  $\dot{f}_0(\theta, \varphi) = const$ , то множитель системы представлял бы собой характеристику направленности системы изотропных элементарных излучателей.

Таким образом, антенну с остронаправленными свойствами можно получить с помощью системы слабонаправленных излучателей, если обеспечить требуемый множитель системы. Последний можно подобрать соответствующим амплитудным и фазовым распределением питания элементарных излучателей.

Рассмотрим свойства множителя системы излучателей для случаев размещения их на одной линии (линейная система) и на плоскости (раскрыв).

## 2.5. Множитель линейной системы излучателей и его свойства

### 2.5.1. Множитель дискретной линейной системы излучателей

В современных антеннах широко применяются дискретные системы, состоящие из ряда отдельных излучателей (элементов). Эти системы называются *антенными решетками* (АР). Число элементов в антенной решетке может составлять от двух до десятков тысяч. В качестве элементов АР обычно используются слабонаправленные излучатели (вибраторы, рупоры и т.д.). Элементы антенной решетки размещаются или на отрезке прямой (линейные АР), или на плоскости (плоские АР). Как правило, решетки состоят из идентичных и одинаково ориентированных излучателей. К подобным системам можно применить правило перемножения диаграмм направленности.

Множитель системы для дискретной решетки (множитель решетки) имеет вид:

$$\dot{f}_{сист}(\theta, \varphi) = \sum_{i=0}^{N-1} A_i \cdot e^{j(\Phi_i + k\rho_i \cos \gamma_i)}, \quad (2.18)$$

где  $N$  – количество элементов решетки (от  $i=0$  до  $i=N-1$ );  $A_i$  и  $\Phi_i$  – амплитудное и фазовое распределения в решетке соответственно;  $\rho_i$  – расстояние от элемента решетки в начале координат до  $i$ -го элемента решетки;  $\gamma_i$  – угол между направлениями из начала координат на  $i$ -й элемент и точку наблюдения;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число.

Рассмотрим линейную эквидистантную антенную решетку, т.е. систему излучателей, фазовые центры которых находятся на отрезке прямой длиной  $L$ , а расстояние между соседними излучателями равно  $d$  (рис. 2.8).

Для такой системы справедливы равенства:

$$\rho_i = i \cdot d, \quad \gamma_i = \theta_i. \quad (2.19)$$

При вертикальной ориентации решетки ее ось совпадает с осью  $Z$ , а угол  $\theta$  – с соответствующим углом полярной системы координат.

Подставляя (2.18) в (2.19), получим:

$$\dot{f}_{сист}(\theta, \varphi) = \sum_{i=0}^{N-1} A_i \cdot e^{j(\Phi_i + k \cdot i \cdot d \cos \theta)}. \quad (2.20)$$

Множитель системы из-за ее осевой симметрии имеет одно и то же зна-



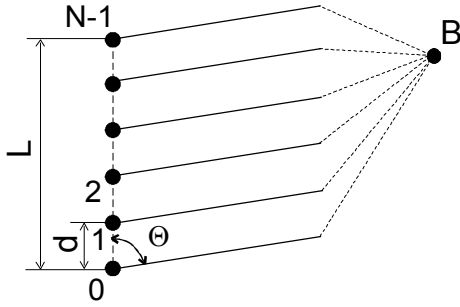


Рис. 2.8

значение во всех направлениях плоскости, перпендикулярной ее оси, т.е. не зависит от угла  $\varphi$ .

Для выявления свойств решетки зададимся простейшим амплитудно-фазовым распределением (АФР): амплитуды токов в излучателях одинаковы, т.е.

$$I_i = I_0, \quad A_i = I_i/I_0 = 1; \quad (2.21)$$

фаза тока от излучателя к излучателю меняется на некоторую постоянную величину ( $-\alpha$ ), т.е. вдоль решетки распределяется по линейному закону:

$$\phi_i = (\Phi_i - \Phi_0) = -i \cdot \alpha. \quad (2.22)$$

Такая решетка называется равномерной *прямофазной*.

Ее множитель из формулы (2.20) трансформируется в следующее выражение:

$$\dot{f}_{сумм}(\theta) = \sum_{i=0}^{N-1} 1 \cdot e^{j(-\alpha \cdot i + k \cdot i \cdot d \cos \theta)} = \sum_{i=0}^{N-1} e^{j[i \cdot (k \cdot d \cos \theta - \alpha)]}. \quad (2.23)$$

Обозначим

$$kd \cos \theta - \alpha = \psi. \quad (2.24)$$

Величина  $\psi$  называется *обобщенным углом*;  $\psi$  - это разность фаз полей, возбуждаемых в точке наблюдения соседними излучателями.

С учетом введенного обозначения выражение (2.23) приобретает вид:

$$\dot{f}_{сумм}(\theta) = \sum_{i=0}^{N-1} e^{j\psi}. \quad (2.25)$$

Развернем сумму (2.26):

$$\sum_{i=0}^{N-1} e^{j\psi} = e^{j\psi \cdot 0} + e^{j\psi \cdot 1} + e^{j\psi \cdot 2} + \dots + e^{j\psi \cdot (N-1)}. \quad (2.26)$$

Правая часть выражения (2.26) представляет собой сумму членов геометрической прогрессии  $1 + q + q^2 + \dots + q^{N-1} = (1 - q^N)/(1 - q)$ , где  $q$  - знаменатель прогрессии. В нашем случае  $q = e^{j\psi}$ . Тогда

$$\frac{1 - q^N}{1 - q} = \frac{1 - e^{jN\psi}}{1 - e^{j\psi}}. \quad (2.27)$$

Преобразуя (2.27) и учитывая, что  $\frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2j} = \sin x$ , получим сле-

дующее выражение для множителя АР:

$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta) = \frac{e^{j\frac{N\psi}{2}} (e^{j\frac{N\psi}{2}} - e^{-j\frac{N\psi}{2}})}{e^{j\frac{\psi}{2}} (e^{j\frac{\psi}{2}} - e^{-j\frac{\psi}{2}})} = e^{j\frac{(N-1)\psi}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}}. \quad (2.28)$$

Выделим в (2.28) отдельно модуль и аргумент множителя решетки:

$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta) = f_{\text{суст}}(\theta) \cdot e^{j\Phi_{\text{суст}}(\theta)} = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}} \cdot e^{j\frac{(N-1)\psi}{2}}. \quad (2.29)$$

Таким образом, фазовая диаграмма АР записывается в виде:

$$\Phi_{\text{суст}}(\theta) = \frac{N-1}{2}\psi = \frac{N-1}{2} \cdot (kd \cos \theta - \alpha), \quad (2.30)$$

а амплитудная -

$$f_{\text{суст}}(\theta) = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}}. \quad (2.31)$$

Выясним, что представляет собой фазовая диаграмма. Выражение (2.30) показывает, что при изменении угла  $\theta$ , т.е. при перемещении точки наблюдения вокруг фазового центра (ФЦ) - нулевого излучателя, который был выбран в качестве начала координат ( $z=0$ ), фаза  $\Phi_{\text{суст}}(\theta)$  непрерывно меняется. Это значит, что выбранное начало координат не является фазовым центром антенны.

Вместе с тем известно, что антенна имеет ФЦ, если ее фазовая диаграмма может быть представлена в виде:

$$\Phi(\theta, \varphi) = a \sin \theta \cos \varphi + b \sin \theta \sin \varphi + c \cos \theta + m, \quad (2.32)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $m$  – постоянные коэффициенты.

В этом случае прямоугольные координаты фазового центра антенны определяются просто:

$$x_0 = \frac{a}{k}, \quad y_0 = \frac{b}{k}, \quad z_0 = \frac{c}{k}, \quad \text{где } k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Представив выражение (2.30) в форме, удобной для сравнения с (2.32),

получим:

$$\Phi_{сист}(\theta) = \frac{(N-1) \cdot kd}{2} \cdot \cos \theta - \frac{N-1}{2} \cdot \alpha.$$

Отсюда

$$a = 0, \quad b = 0, \quad c = \frac{(N-1) \cdot k \cdot d}{2}, \quad m = \frac{N-1}{2} \alpha.$$

Координаты фазового центра системы

$$x_0 = 0, \quad y_0 = 0, \quad z_0 = \frac{(N-1) \cdot d}{2}. \quad (2.33)$$

Координатная ось  $z$  совпадает с осью решетки, а фазовый центр АР, таким образом, совпадает с ее серединой. Заметим, что фактически в фазовом центре может и не быть излучателя. Он имеется, если число излучателей нечетное, и отсутствует при четном их числе. Таким образом, линейная решетка излучает сферическую волну, центр которой находится в центре системы излучателей.

Обратимся теперь к амплитудной диаграмме направленности решетки. Она определяется выражением:

$$f_{сист}(\theta) = \frac{\left| \sin \frac{N\psi}{2} \right|}{\left| \sin \frac{\psi}{2} \right|} = \frac{\left| \sin \frac{N}{2} (kd \cos \theta - \alpha) \right|}{\left| \sin \frac{1}{2} (kd \cos \theta - \alpha) \right|}. \quad (2.34)$$

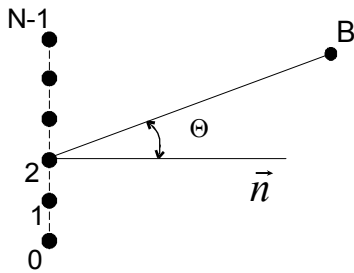


Рис. 2.9

Во многих случаях антенные решетки конструируют так, чтобы максимум излучения приходился на направление нормали к ней (поперечное излучение). В этом случае угол  $\theta$  удобно отсчитывать от нормали к оси решетки (рис. 2.9). Тогда  $\psi = kd \sin \theta - \alpha$ , а множитель системы запишется в виде:

$$f_{сист}(\theta) = \frac{\left| \sin \frac{N\psi}{2} \right|}{\left| \sin \frac{\psi}{2} \right|} = \frac{\left| \sin \frac{N}{2} (kd \sin \theta - \alpha) \right|}{\left| \sin \frac{1}{2} (kd \sin \theta - \alpha) \right|}. \quad (2.35)$$

При  $\psi \neq 0$  он имеет максимальное значение:

$$f_{\text{сист max}}(\psi) = f_{\text{сист}}(0) = N.$$

Тогда нормированная ДН системы имеет вид:

$$F_{\text{сист}}(\psi) = \frac{f_{\text{сист}}(\psi)}{N} = \frac{\left| \sin \frac{N\psi}{2} \right|}{\left| N \sin \frac{\psi}{2} \right|}. \quad (2.36)$$

Графически эта зависимость для  $N=7$  изображена на рис. 2.10.

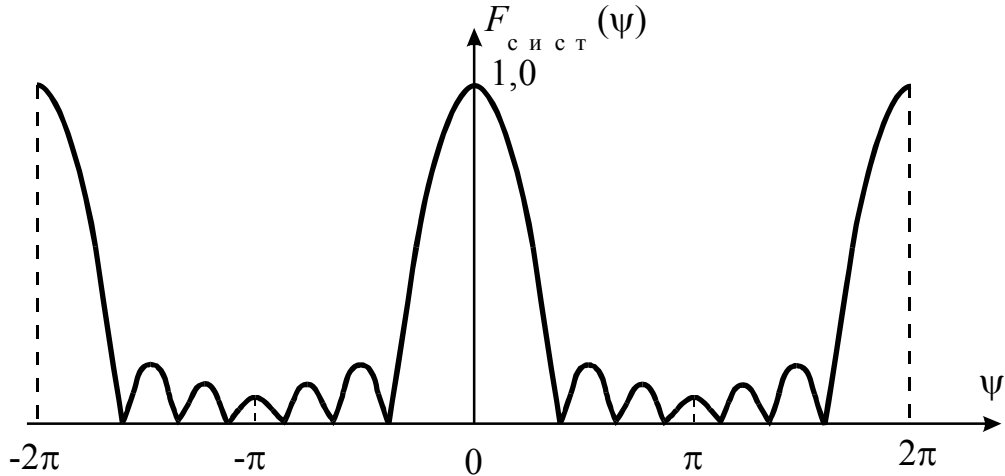


Рис. 2.10

Проанализируем множитель решетки.

1) Множитель линейной дискретной решетки излучателей является периодической функцией переменной  $\psi$ . Величина периода равна  $2\pi$ .

2) Множитель решетки имеет ряд одинаковых максимумов, соответствующих значениям  $\psi = 2\pi m$ , где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Максимум, соответствующий  $m = 0$ , называют нулевым (*главным*);  $m = \pm 1$  - максимумом первого порядка и т.д. Ненулевые максимумы часто называют *дифракционными*.

3) Между соседними главными максимумами имеется  $(N-1)$  нулей и  $(N-2)$  боковых лепестков.

Нули соответствуют значениям:

$$\psi_{0n} = \frac{2\pi n}{N}, \quad \text{где } n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.37)$$

Однако  $n \neq mN$ , так как условию  $n = mN$  соответствуют не нули, а главные максимумы.

Максимумы боковых лепестков находятся примерно посередине между соседними нулями, поэтому их можно найти по формуле:

$$\psi_{\delta n} \approx \frac{\psi_{0n} + \psi_{0n+1}}{2} = \frac{\pi(2n+1)}{N}, \text{ где } n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.38)$$

Но  $n \neq mN$  и  $n \neq mN - 1$ , так как при этих значениях  $n$  боковые лепестки находятся в пределах главных.

4) Максимумы боковых лепестков убывают при удалении от каждого главного лепестка. Таким образом, наименьшими являются лепестки, находящиеся посередине между главными лепестками. Приблизительно уровень боковых лепестков можно найти, если в выражение (2.36) подставить значения  $\psi$ , определяемые соотношением (2.38):

$$F_{\delta n} = \left| \frac{\sin \frac{N\psi_{\delta n}}{2}}{N \sin \frac{\psi_{\delta n}}{2}} \right| = \left| \frac{\sin \frac{\pi}{2}(2n+1)}{N \sin \frac{\pi}{N}(n+1/2)} \right| = \left| \frac{1}{N \sin \frac{\pi}{N}(n+1/2)} \right|. \quad (2.39)$$

Если количество элементов решетки  $N$  большое, а оценивается уровень ближайших к главному боковых лепестков, то  $n \ll N$ ,  $\frac{(n+1/2)}{N} \ll 1$  и

$\sin \frac{\pi}{N}(n+1/2) \approx \frac{\pi}{N}(n+1/2)$ . Тогда

$$F_{\delta n} = \frac{1}{\pi(n+1/2)}, \quad (2.40)$$

а  $F_{\delta 1} = 0,21$ , т.е. уровень первого бокового лепестка составляет 21% от уровня главного.

5) Реальный угол  $\theta$  изменяется в пределах от  $-\pi/2$  до  $+\pi/2$ . Соответственно рабочая область значений  $\psi$  определяется неравенствами:

$$kd \sin(-\pi/2) - \alpha \leq \psi \leq kd \sin(+\pi/2) - \alpha; \quad -kd - \alpha \leq \psi \leq kd - \alpha. \quad (2.41)$$

Ширина этой области, равная  $2kd$ , зависит от отношения  $d/\lambda$  (так как  $2kd = 4\pi d/\lambda$ ), а положение ее на оси  $\psi$  определяется величиной  $\alpha$ . В зависимости от значений  $\lambda$ ,  $d$  и  $\alpha$  в пределах рабочей области  $\theta$  будет один или несколько главных максимумов множителя системы. Это означает, что ДН может иметь один или несколько главных лепестков.

6) Направления главных максимумов определяется из условия  $\psi = 2\pi m$ , где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Тогда  $\psi = kd \sin \theta_m - \alpha = 2\pi m$  и

$$\sin \theta_m = \frac{2\pi m + \alpha}{kd} = \frac{m\lambda}{d} + \frac{\alpha\lambda}{2\pi d}. \quad (2.42)$$

Условием существования главного лепестка  $m$ -го порядка является выполнение неравенства  $\frac{m\lambda}{d} + \frac{\alpha\lambda}{2\pi d} \leq 1$ , поскольку левая часть выражения (2.42) -  $\sin \theta_m$  - больше единицы быть не может.

Для центрального максимума при  $m = 0$  из (2.42) получим

$$\sin \theta_m = \frac{\alpha\lambda}{2\pi d}. \quad (2.43)$$

Выражение (2.43) показывает, что угловое положение главного лепестка при заданных длине волны и периоде решетки зависит от фазового сдвига  $\alpha$  между соседними излучателями. Чтобы наклонить луч в пределах  $\pm 90^\circ$  относительно центрального положения, надо изменять величину  $\alpha$  в пределах  $\pm kd$ . Действительно, при условии  $\sin \pm 90^\circ = \pm 1$  из (2.6) имеем:  $\alpha = \pm 2\pi d / \lambda = \pm kd$ . Это свойство множителя системы лежит в основе электрического способа качания ДН в антеннах и используется в ФАР.

Как правило, от антенных систем требуется один главный максимум. Условие единственности главного лепестка можно получить на основе анализа выражения (2.42). Из него видно, что  $m$ -й главный максимум существует, если сумма в правой части выражения не больше единицы, поскольку  $\sin \theta_m$  больше единицы быть не может. Чтобы  $m$ -й лепесток оказался единственным, необходимо, чтобы правая часть уравнения (2.42) для него была не больше единицы, а для  $(m-1)$ -го и  $(m+1)$ -го по модулю превышала единицу, т.е.

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda}{d} + \frac{\alpha\lambda}{2\pi d} \leq 1;$$

$$\sin \theta_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda}{d} + \frac{\alpha\lambda}{2\pi d} = \frac{m\lambda}{d} + \frac{\lambda}{d} + \frac{\alpha\lambda}{2\pi d} = \sin \theta_m + \frac{\lambda}{d} > |1|; \quad (2.44)$$

$$\sin \theta_{m-1} = \frac{(m-1)\lambda}{d} + \frac{\alpha\lambda}{2\pi d} = \sin \theta_m - \frac{\lambda}{d} > |1|. \quad (2.45)$$

Условия (2.44) и (2.45) должны выполняться при любых значениях  $\theta_m$ . При этом  $\sin \theta_m$  может принимать значения от  $-1$  до  $+1$ . Очевидно, что если в

(2.44) выполнить требование  $-\sin \theta_m + \frac{\lambda}{d} > 1$ , то неравенство  $\sin \theta_m + \frac{\lambda}{d} > 1$  будет выполнено тем более. Тогда в качестве одного из условий следует принять

$$-\sin \theta_m + \frac{\lambda}{d} > 1. \quad (2.46)$$

Легко показать, что из (2.45) можно получить аналогичное условие и в общем виде формулу (2.46) записать следующим образом:

$$|\sin \theta_m| + 1 > \frac{\lambda}{d} \text{ или } \frac{d}{\lambda} < \frac{1}{1 + |\sin \theta_m|}. \quad (2.47)$$

Правая часть выражения (2.47) является *условием единственности главного лепестка*. Из него следует первый способ обеспечения единственности главного лепестка: для того чтобы получить единственный главный лепесток поперечного излучения ( $\theta_m=0$ ) необходимо иметь  $\sin \theta_m=0$  и  $d/\lambda < 1$ , т.е. расстояние между элементами решетки должно быть меньше длины волны. Если же необходимо осевое излучение ( $\theta_m=90^\circ$ ), то  $\sin \theta_m=1$  и  $d/\lambda < 0,5$  (расстояние между элементами должно быть меньше половины длины волны).

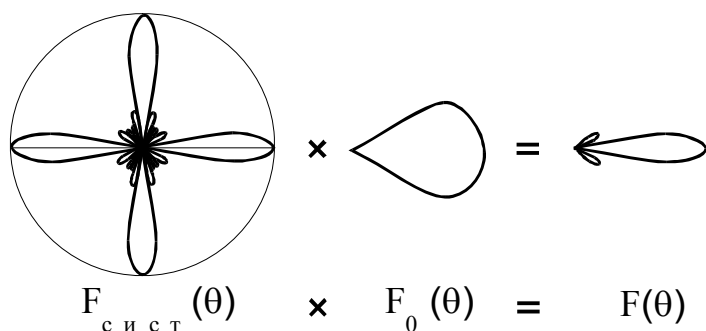


Рис. 2.11

решетки можно отселектировать один, совпадающий с главным лепестком элементарного излучателя (рис. 2.11).

Недостаток этого способа состоит в том, что при сканировании ДН за счет изменения фазового распределения и при неподвижных излучателях системы отселектированный главный максимум уходит из лепестка элементарного излучателя и ослабевает, а максимум следующего порядка, наоборот, усиливается.

Диаграмму направленности решетки как функцию угла  $\theta$  можно по-

Второй способ обеспечения единственности главного лепестка состоит в использовании в решетке излучателей, обладающих направленными свойствами. Используя правило перемножения ДН, из всех главных лепестков множителя

строить в полярных координатах, используя следующую методику.

1) Сначала строят график множителя решетки  $F_{сист}(\psi)$  по заданному значению  $N$  в прямоугольных координатах (рис. 2.12).

2) На оси  $\psi$  находят точку  $\psi = -\alpha$ , через которую проводится вертикальная линия. На этой линии будет располагаться центр окружности. Удаление центра от оси  $\psi$  должно быть не меньше ординаты максимума главного лепестка.

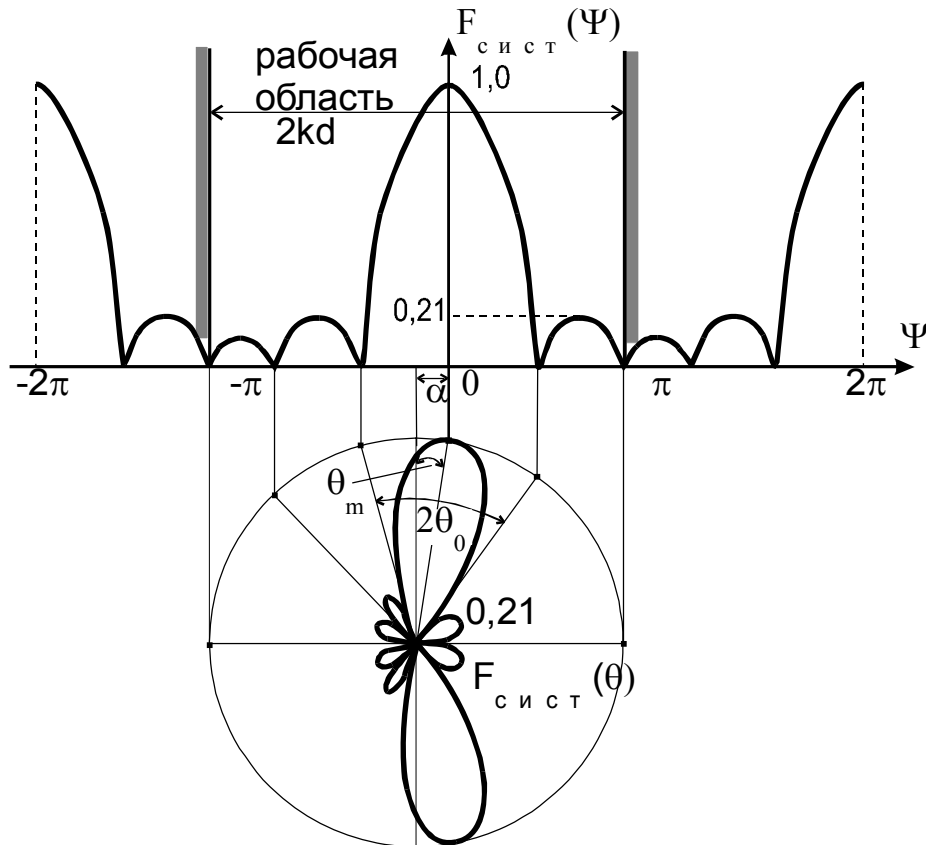


Рис. 2.12

3) Определяется значение рабочей области  $2kd = 4\pi \frac{d}{\lambda}$ , для чего должны быть известны величины  $d$  и  $\lambda$  (либо абсолютные значения, либо их отношение).

4) Радиусом, равным  $kd$ , проводится окружность с центром, находящимся на линии  $\psi = -\alpha$ .

5) Характерные точки графика  $F_{сист}(\psi)$  (нули, максимумы лепестков и др.) проецируются на окружность. Из центра окружности через спроецированные точки проводятся отрезки, равные соответствующим ординатам гра-



фика  $F_{сис\tau}(\psi)$ .

б) Плавная кривая, соединяющая концы этих отрезков, представляет собой график  $F_{сис\tau}(\theta)$  в полярных координатах.

Поскольку линейная антенная решетка обладает осевой симметрией, то нижняя часть графика  $F_{сис\tau}(\theta)$  (в пределах 180-360°) строится как зеркальное отражение верхней части относительно горизонтального диаметра.

### 2.5.2. Множитель линейной непрерывной системы излучателей

В антенной технике наряду с дискретными системами (АР) широкое применение находят непрерывные. Характерной особенностью линейных непрерывных систем является то, что один из их линейных размеров значительно меньше другого и меньше длины волны  $\lambda$ . Примерами таких антенн являются проволочные, щелевые, диэлектрические стержневые, спиральные. Линейную непрерывную систему можно рассматривать как дискретную систему, у которой отдельные излучатели расположены настолько близко друг к другу, что они стыкуются; расстояние  $d$  между ними близко к нулю, а число излучателей  $N$  бесконечно велико.

Как было показано ранее, множитель системы для дискретной решетки (множитель решетки) имеет вид:

$$\dot{f}_{сис\tau}(\theta) = \sum_{i=0}^{N-1} A_i \cdot e^{j(\Phi_i + ikd \sin \theta)}, \quad (2.48)$$

где  $N$  – количество элементов решетки (от  $i=0$  до  $i=N-1$ );  $A_i$  и  $\Phi_i$  – амплитудное и фазовое распределения в решетке;  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число.

При переходе к непрерывной системе произведение  $id$  превращается в длину отрезка между началом координат и рассматриваемой точкой излучателя, т.е. в координату  $z$  данной точки (рис. 2.13). Амплитудное и фазовое распределения  $A_i$  и  $\Phi_i$  становятся функциями координаты  $z$ , сумма превращается в интеграл, учитывающий результат сложения полей от бесконечно малых элементов антенны  $dz$  по всей ее длине  $L$  от  $-L/2$  до  $+L/2$ :

$$\dot{f}_{сис\tau}(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} A(z) \cdot e^{j[\Phi(z) + kz \sin \theta]} dz. \quad (2.49)$$

Множитель системы не зависит от угла  $\varphi$ , поскольку рассматриваемая

система обладает осевой симметрией.

Как следует из (2.49), множитель системы зависит не только от АФР,

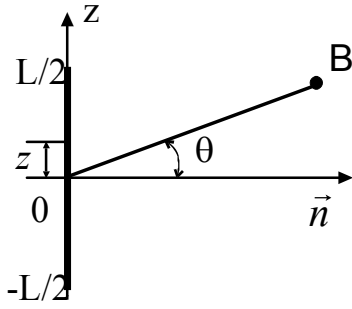


Рис. 2.13

но и от длины системы  $L$ . Это неудобно, поскольку нас интересует зависимость множителя только от АФР при любой длине системы. Чтобы в дальнейшем избавиться от этой зависимости, введем относительную координату  $x = \frac{z}{L/2}$ . Тогда  $z = \frac{L}{2}x$ ,  $dz = \frac{L}{2}dx$ ,

тогда  $x = \frac{z}{L/2}$ . Тогда  $z = \frac{L}{2}x$ ,  $dz = \frac{L}{2}dx$ ,

$x \Big|_{z = \pm L/2} = \pm 1$ ,  $kz \sin \theta = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{L}{2} x \sin \theta = \frac{\pi L}{\lambda} x \sin \theta$ . Обозначим  $\frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta = \psi$  -

обобщенная угловая координата. В выражении для АФР

$A(z) \cdot e^{j\Phi(z)} = A\left(\frac{L}{2}x\right) \cdot e^{j\Phi\left(\frac{L}{2}x\right)}$  переход к переменной  $x$  не меняет закон

распределения, а лишь нормирует его относительно длины системы. Поэтому АФР сразу можно задать в нормированном виде, т.е.  $A(x)$  и  $\Phi(x)$ .

С учетом данных соображений формула (2.49) приводится к виду:

$$\dot{f}_{сист}(\theta) = \int_{-1}^1 A(x) \cdot e^{j[\Phi(x) + \psi \cdot x]} dx. \quad (2.50)$$

В реальных системах возможны различные законы амплитудно-фазового распределения. Подставляя в (2.50) различные функции  $A(x)$  и  $\Phi(x)$ , можно определить множитель системы и проанализировать его зависимость от вида АФР.

Зададимся простейшим амплитудно-фазовым распределением. Будем считать, что все излучатели возбуждаются с одинаковой фазой, т.е.  $\Phi(x) = 0$ , и с одинаковой амплитудой  $A(x) = 1$ . Такая система называется равномерной синфазной. При подстановке этих значений в (2.50) получим:

$$\dot{f}_{сист}(\theta) = \frac{L}{2} \int_{-1}^1 1 \cdot e^{j\psi \cdot x} dx = \frac{L}{2} \frac{e^{j\psi \cdot x}}{j\psi} \Big|_{-1}^1 = \frac{L}{\psi} \frac{e^{j\psi} - e^{-j\psi}}{2j} = L \frac{\sin \psi}{\psi}. \quad (2.51)$$

Как следует из (2.51), множитель системы носит вещественный харак-

тер, т.е.  $\dot{f}_{cucm}(\theta) = f_{cucm}(\theta)$ , а его максимальное значение соответствует максимуму функции  $\frac{\sin \psi}{\psi}$ . Эта функция табулирована; ее график представлен на рис. 2.14. При  $\psi=0$  получим максимальное значение  $\left. \frac{\sin \psi}{\psi} \right|_{\max} = 1$ .

Следовательно,

$$F_{cucm}(\theta) = \frac{f_{cucm}(\theta)}{f_{cucm}(\theta)_{\max}} = \frac{\sin \psi}{\psi}. \quad (2.52)$$

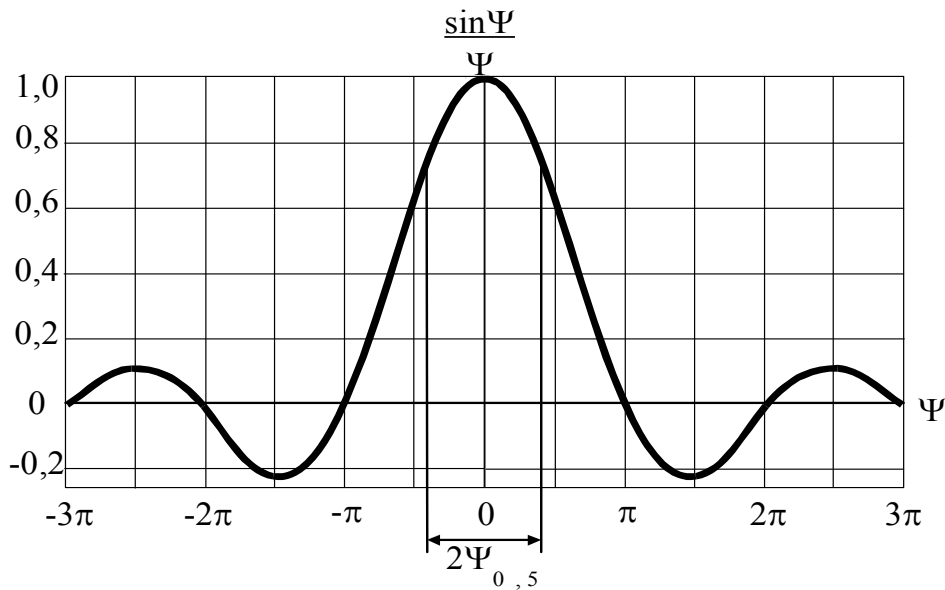


Рис. 2.14

Таким образом, нормированный множитель синфазной равномерной линейной системы полностью совпадает с функцией  $\frac{\sin \psi}{\psi}$ . Рассмотрим это выражение более подробно.

1. ДН имеет лепестковый характер; при этом в отличие от дискретной системы у нее один главный лепесток, максимум которого соответствует  $\psi=0$ . Учитывая, что  $\frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta = \psi$  и  $\theta = \arcsin \psi \frac{\lambda}{\pi L}$ , находим, что условию  $\psi=0$  соответствует  $\theta=0$ , т.е. направление главного лепестка множителя синфазной системы перпендикулярно ее оси.

2. Ширина главного лепестка по уровню половинной мощности  $\psi_{0,5p}$  определяется из условия:  $F_{cucm}(\psi) = 0,707$ . Пользуясь графиком (или табли-

цей) функции  $\frac{\sin \psi}{\psi}$ , находим  $\psi_{0,5p} = 1,39$ . Следовательно,  $\sin \theta_{0,5p} = \frac{1,39 \cdot \lambda}{\pi L}$ .

Отсюда можно вычислить  $2\theta_{0,5p}$ . Учтем, что обычно длина антенной системы  $L$  значительно больше излучаемой длины волны  $\lambda$ , т.е.  $\lambda/L \ll 1$ . Тогда синус малого значения можно заменить его аргументом в радианах. С учетом этого запишем

$$2\theta_{0,5p} = 2 \frac{1,39 \cdot \lambda}{\pi L} = 0,89 \frac{\lambda}{L} [\text{rad}] = 51 \frac{\lambda}{L} [\text{grad}]. \quad (2.53)$$

Соответствующим образом можно найти ширину диаграммы направленности по нулям. С учетом  $\psi_0 = \pi$  получим  $2\theta_0 = 2 \frac{\lambda}{L} [\text{rad}] = 115 \frac{\lambda}{L} [\text{grad}]$ .

Таким образом, ширина главного лепестка тем меньше, чем больше размеры антенны по сравнению с длиной волны.

3. Нули диаграммы направленности соответствуют  $\psi = \pm n\pi$ , где  $n=1,2,3\dots$ . Положение максимумов боковых лепестков примерно соответствует нечетному числу  $\pi/2$ , т.е.

$$\psi_{\delta n} = \pm(2n+1) \frac{\pi}{2}, \quad \text{где } n=1,2,3\dots \quad (2.54)$$

Для ближних боковых лепестков получим  $\psi_{\delta 1} = 4,71$ ,  $\psi_{\delta 2} = 7,82$ ,  $\psi_{\delta 3} = 11,0$ .

Значение уровня боковых лепестков найдем из выражений (2.52) и (2.54):

$$F_{\delta n} = \left| \frac{\sin \psi_{\delta n}}{\psi_{\delta n}} \right| = \left| \frac{\sin[\pm(2n+1)\pi/2]}{\pm(2n+1)\pi/2} \right| = \left| \frac{1}{(2n+1)\pi/2} \right|. \quad (2.55)$$

Подставив значения  $\psi_{\delta n}$  в (2.55), получим  $F_{\delta 1} = 0,21$ ,  $F_{\delta 2} = 0,13$ ,  $F_{\delta 3} = 0,09$ .

Таким образом, боковые лепестки убывают по мере удаления от главного. Однако уровень боковых лепестков достаточно высок, особенно первого, который составляет 21% от главного.

4. Реальный угол  $\theta$  может принимать значения от  $-\pi/2$  до  $+\pi/2$ . При этом рабочий диапазон углов  $\psi$  перекрывает границы:  $\psi_1 \leq \psi \leq \psi_2$ , где

$\psi_1 = \frac{\pi L}{\lambda} \sin(-\frac{\pi}{2}) = -\frac{\pi L}{\lambda}$ , а  $\psi_2 = \frac{\pi L}{\lambda} \sin(+\frac{\pi}{2}) = \frac{\pi L}{\lambda}$ . Этот диапазон называется

рабочей областью. За ее пределами множитель системы отсутствует, хотя значения функции  $\frac{\sin \psi}{\psi}$  существуют.

5. Максимальный коэффициент направленного действия рассматриваемой системы определяется соотношением:

$$D_{\max} = 2 \frac{L}{\lambda}. \quad (2.56)$$

## 2.6. Влияние амплитудного распределения на множитель системы

Основным недостатком линейных антенных решеток с равномерным амплитудным распределением ( $A=1$ ) является высокий уровень бокового излучения. Для снижения этого уровня используется симметрично спадающее к краям амплитудное распределение (рис. 2.15). Математическая запись такого распределения имеет вид:

$$A_i = \Delta + (1 - \Delta) \sin \frac{\pi \cdot i}{N - 1}. \quad (2.57)$$

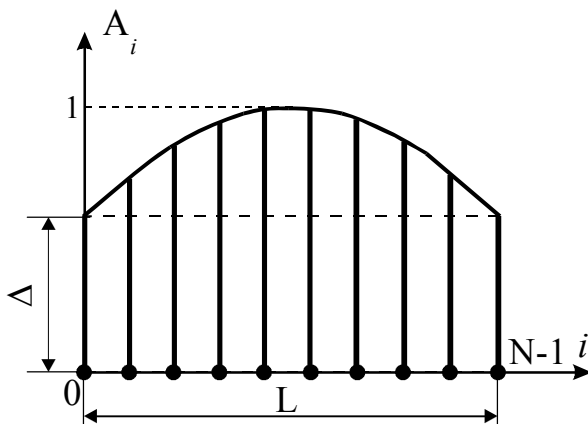


Рис. 2.15

Это распределение называют "синусом на пьедестале", где  $\Delta$  - величина пьедестала. Нетрудно заметить, что если  $\Delta=1$ , распределение (2.57) становится равномерным, а при  $\Delta=0$  - синусным.

При изменении амплитудного распределения с множителем системы происходит следующее.

Во-первых, изменяется математическое выражение множителя и соответственно его графическое изображение. Сравнительный вид нормированных главных и прилегающих к ним боковых лепестков для трех видов амплитудного распределения показан на рис. 2.16.

Во-вторых, уровень боковых лепестков множителя уменьшается по сравнению с равномерным. Так, при равномерном распределении  $F_{\sigma 1} = 21\%$ , при синусом на пьедестале (с  $\Delta=0,5$ ) -  $F_{\sigma 1} = 10\%$ , а при си-

нусном  $F_{\delta 1} = 7\%$ .



Рис. 2.16

Рассмотрим диаграмму направленности линейной непрерывной синфазной антенны с комбинированным амплитудным распределением (рис.

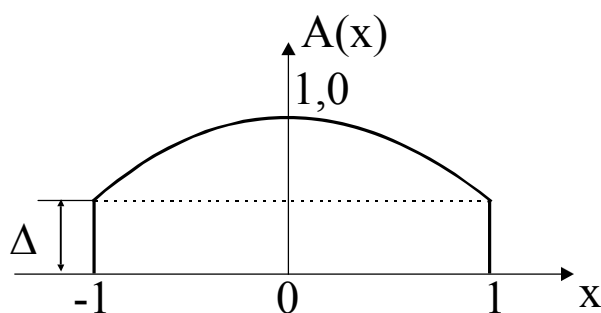


Рис. 2.17

ние выражается формулой:

$$A(x) = \Delta + (1 - \Delta) \cos \frac{\pi \cdot x}{2}, \quad (2.58)$$

где  $\Delta$  - величина пьедестала;  $x = \frac{z}{L/2}$  - относительная координата элементарного излучателя линейной антенны.

При  $\Delta=1$  амплитудное распределение становится равномерным и для него справедливы все выводы, сделанные выше.

При  $\Delta=0$  распределение становится чисто косинусоидальным. Нетрудно убедиться, что при этом нормированный множитель системы имеет вид:

$$F_{сист}(\psi) = \left| \frac{\cos \psi}{1 - (2\psi/\pi)^2} \right|. \quad (2.59)$$

Подставляя (2.59) в выражение (2.52), можно получить выражение для

В-третьих, происходит расширение главного лепестка диаграммы направленности. Так для  $N=20$  при  $\Delta=1$  получим  $2\theta_{0,5} = 51 \frac{\lambda}{L}$ ,  
при  $\Delta=0,5$  -  $2\theta_{0,5} = 57 \frac{\lambda}{L}$ ,  
при  $\Delta=0$  -  $2\theta_{0,5} = 73 \frac{\lambda}{L}$ .

нормированного множителя системы с амплитудным распределением типа "косинус на пьедестале":

$$F_{сист}(\psi) = \left| \frac{1}{\left( \Delta + (1-\Delta)\frac{2}{\pi} \right)} \left\{ \Delta \frac{\sin \psi}{\psi} + \frac{1-\Delta}{2} \left[ \frac{\sin(\psi + \frac{2}{\pi})}{\psi + \frac{2}{\pi}} + \frac{\sin(\psi - \frac{2}{\pi})}{\psi - \frac{2}{\pi}} \right] \right\} \right|.$$

КНД антенны определяется по формуле:

$$D_{max} = \frac{\Delta + (1-\Delta)2/\pi}{\Delta^2 + 4\Delta(1-\Delta)/\pi + (1-\Delta)^2/2} \cdot 2 \frac{L}{\lambda}. \quad (2.60)$$

Задаваясь различными значениями  $\Delta$  в пределах от 0 до 1, по формулам (2.59) и (2.60) можно рассчитать диаграмму направленности, определить положение и ширину ее лепестков, уровень боковых лепестков по отношению к главному и максимальное значение КНД. Результаты таких вычислений для  $\Delta=1$ ,  $\Delta=1/3$  и  $\Delta=0$  приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

$\Delta$	Параметры линейной системы излучателей				
	$2\theta_{0,5p}$	$2\theta_0$	$F_{\delta 1}$	$F_{\delta 2}$	$D_{max}$
1	$51^\circ \lambda / L$	$115^\circ \lambda / L$	21%	13%	$2L / \lambda$
1/3	$58^\circ \lambda / L$	$143^\circ \lambda / L$	10%	6%	$1,86L / \lambda$
0	$68^\circ \lambda / L$	$172^\circ \lambda / L$	7%	3%	$1,62L / \lambda$

Приведенные результаты расчетов позволяют сделать выводы, аналогичные сформулированным для линейных антенных решеток:

с уменьшением уровня "пьедестала" уменьшается уровень паразитных лепестков по отношению к главному;

одновременно происходит расширение главного лепестка диаграммы направленности системы;

в связи с указанными выше причинами происходит уменьшение КНД.

## 2.7. Влияние фазового распределения на множитель системы

### 2.7.1. Виды фазовых распределений. Фазовые ошибки

Фазовое распределение тока  $\varphi(x)$  в антеннах с линейными излучающи-

ми системами, как правило, является гладкой функцией. Примеры таких функций приведены на рис. 2.18.

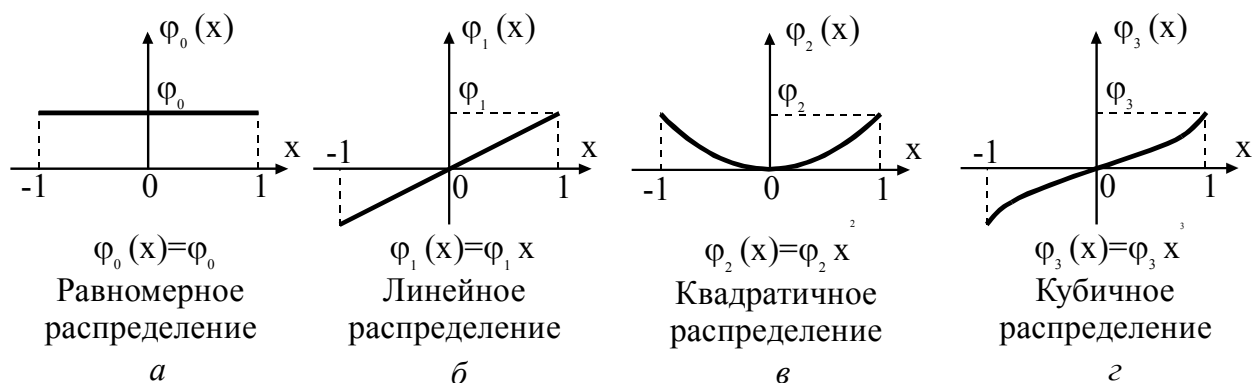


Рис. 2.18

Координата  $x$  является нормированной к половине длины антенны  $L/2$  -  $x = z/(L/2)$ , поэтому концам линейной системы с координатами  $z = \pm L/2$  соответствуют значения  $x = \pm 1$ . Значения  $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2 \dots$  являются постоянными величинами, они определяют крутизну кривых и конечные значения функций на краях излучающей системы.

Как правило, фазовые распределения оказываются смешанными, т.е. представляются суммой нескольких указанных функций, образующих следующий степенной ряд:

$$\varphi(x) = \varphi_0 + \varphi_1 x + \varphi_2 x^2 + \varphi_3 x^3 + \dots + \varphi_N x^N = \sum_{n=0}^N \varphi_n x^n. \quad (2.61)$$

В практике антенн обычно используют два вида распределения – *равномерное* (синфазная антенна) и *линейное*. Отклонение от этих распределений, как правило, является нежелательным, так как приводит к искажению диаграммы направленности. Поэтому члены степенного ряда (2.61)  $\varphi_n x^n$  при  $n=2,3 \dots$  называются *фазовыми ошибками* соответствующего порядка (второго, третьего и т.д.). Поскольку члены ряда  $\varphi(x)$  быстро убывают с возрастанием номера, обычно рассматривают влияние на характеристики антенны квадратичных и кубических ошибок.

Рассмотрим, как влияют виды фазовых распределений на множитель линейной системы. За основу возьмем рассмотренную ранее синфазную антенну и проанализируем влияние *линейного, квадратичного и кубического* фазовых распределений на МС.



## 2.7.2. Система с линейным фазовым распределением

Для того чтобы оценить влияние фазового распределения на множитель системы, целесообразно зафиксировать амплитудное распределение. Естественно принять его более простым, т.е. равномерным -  $A(x) = 1$ . При этом множитель системы оказывается равным:

$$\dot{f}_{сист}(\psi) = \frac{L}{2} \int_{-1}^1 A(x) e^{j[\varphi(x) + \psi \cdot x]} dx = \frac{L}{2} \int_{-1}^1 e^{j[\varphi(x) + \psi \cdot x]} dx, \quad (2.62)$$

где  $\psi = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta$  - обобщенная угловая координата.

Примем линейное фазовое распределение в виде  $\varphi(x) = -\varphi_1 x$  (рис. 2.19). Тогда выражение (2.62) преобразуется к виду:

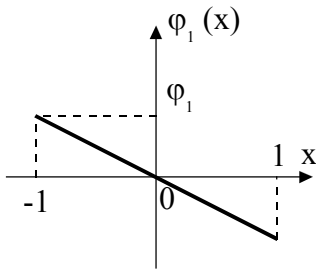


Рис. 2.19

$$\begin{aligned} \dot{f}_{сист}(\psi) &= \frac{L}{2} \int_{-1}^1 e^{j[-\varphi_1 x + \psi \cdot x]} dx = \\ &= \frac{L}{2} \int_{-1}^1 e^{j(\psi - \varphi_1)x} dx = \frac{L}{2} \frac{e^{j(\psi - \varphi_1)} - e^{-j(\psi - \varphi_1)}}{j(\psi - \varphi_1)}. \end{aligned}$$

Помножив и разделив числитель на  $2j$ , с учетом формулы Эйлера окончательно получим:

$$\dot{f}_{сист}(\psi) = L \frac{\sin(\psi - \varphi_1)}{(\psi - \varphi_1)}. \quad (2.63)$$

Максимум выражения (2.63) соответствует значению  $\frac{\sin(\psi - \varphi_1)}{(\psi - \varphi_1)} = 1$ .

При этом  $\dot{f}_{сист}(\psi)_{\max} = L$ , и нормированный множитель системы примет вид:

$$F_{сист}(\psi) = \frac{\sin(\psi - \varphi_1)}{(\psi - \varphi_1)}. \quad (2.64)$$

Из выражения (2.64) следует, что максимум функции  $F_{сист}(\psi)$  соответствует случаю, когда  $\psi - \varphi_1 = 0$ . Следовательно,  $\psi_m = \varphi_1$ . Это значит, что максимум множителя системы сдвигается из начала координат на величину  $\psi_m$ , численно равную набегу  $\varphi_1$  на краю линейной системы. При этом форма множителя остается такой же, как и при синфазной системе (рис. 2.20).

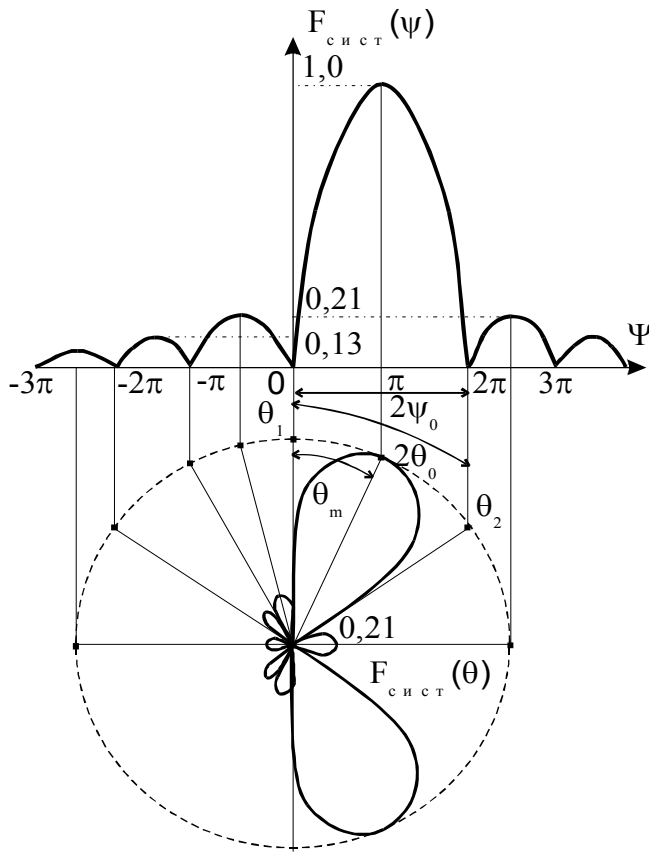


Рис. 2.20

В сферических координатах  $\varphi$ ,  $\theta$  главный максимум ДН отклоняется от нормали к оси системы на угол  $\theta_m$ , который можно определить из условия:

$$\psi = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta. \text{ Тогда}$$

$$\sin \theta = \frac{\psi \lambda}{\pi L} = \frac{\varphi_1 \lambda}{\pi L}. \quad (2.65)$$

Из (2.65) следует, что при изменении крутизны фазового распределения  $\varphi_1$  диаграмма направленности перемещается в пространстве. На этом основаны различные способы электрического сканирования луча антенны.

Отметим, что из-за нелинейной зависимости между координатами  $\psi$  и  $\theta$  реальная диаграмма направленности  $F_{сист}(\theta)$  при отклонении от нормали искажается по сравнению с синфазным питанием антенны, хотя форма ДН остается неизменной. При этом главный лепесток претерпевает три вида искажений: расширение, асимметрию и свертывание. Рассмотрим их подробнее.

### 1. Расширение главного лепестка.

В координатах  $\psi$  ширина главного лепестка по нулям  $2\psi_0$  постоянна и, в соответствии с рис. 2.20, может быть представлена в виде:  $2\psi_0 = \psi_2 - \psi_1$ . Ширина того же лепестка в координатах  $\theta$  записывается соответственно как  $2\theta_0 = \theta_2 - \theta_1$ . Учитывая связь между обобщенной  $\psi$  и реальной  $\theta$  угловыми координатами, можно записать:  $\psi_1 = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta_1$ ;  $\psi_2 = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta_2$ . Тогда

$$2\psi_0 = \psi_2 - \psi_1 = \frac{\pi L}{\lambda} (\sin \theta_2 - \sin \theta_1) = \frac{\pi L}{\lambda} 2 \cos \frac{\theta_2 + \theta_1}{2} \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}. \quad (2.66)$$

Если элементы антенны синфазны и главный лепесток направлен по

нормали к оси антенны, то  $\psi_2 = -\psi_1$  и  $\theta_2 = -\theta_1$ . Тогда выражение (2.66) приобретает вид:

$$2\psi_0 = \frac{\pi L}{\lambda} 2 \cos \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} \sin \frac{\theta_2 + \theta_1}{2} = \frac{\pi L}{\lambda} 2 \sin \theta_0.$$

В случае узких ДН -  $\sin \theta_0 \approx \theta_0$  (в радианах) и

$$2\psi_0 = \frac{\pi L}{\lambda} 2\theta_0; \quad 2\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi L} 2\psi_0. \quad (2.67)$$

Выражение (2.67) относится к неотклоненной ДН антенны. Когда диаграмма направленности отклонена, то  $\psi_2 \neq \psi_1$ ,  $\theta_2 \neq \theta_1$  и  $\theta_2 - \theta_1 = 2\theta_0'$ . При этом в выражении (2.66) среднее арифметическое углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  является примерным направлением максимума ДН  $\theta_m$ , т.е.  $\frac{\theta_2 + \theta_1}{2} \approx \theta_m$ . Тогда выражение (2.66) принимает вид:

$$2\psi_0 = \frac{\pi L}{\lambda} 2 \cos \theta_m \sin \frac{\theta_0'}{2}. \quad (2.68)$$

Приняв и в этом случае диаграмму направленности достаточно узкой ( $\sin \frac{\theta_0'}{2} \approx \frac{\theta_0'}{2}$ ), из выражения (2.68) окончательно получим:

$$2\theta_0' = \frac{2\psi_0 \lambda}{\pi L} \frac{1}{\cos \theta_m} = 2\theta_0 \frac{1}{\cos \theta_m}. \quad (2.69)$$

Из формулы (2.69) видно, что с увеличением  $\theta_m$  главный лепесток ДН становится шире. Физически это можно объяснить уменьшением эффективной длины антенны при наклоне луча.

## 2. Асимметрия главного лепестка.

Следствием расширения диаграммы направленности является ее асимметрия в плоскости  $\theta$ . Если весь главный лепесток представить в виде двух половинок, то при его отклонении нижняя половина будет иметь больший наклон (угол  $\theta_m$ ), а верхняя – меньший. В результате в соответствии с выражением (2.69) нижняя часть расширяется в большей степени, чем верхняя, и ДН соответственно становится асимметричной.

## 3. Свертывание (конусность) главного лепестка.

Пространственная диаграмма направленности системы излучателей

при линейном фазовом распределении представляет собой поверхность тела вращения воронкообразной формы. Если излучатели линейной антенны не изотропны, а обладают направленными свойствами в азимутальной плоскости,

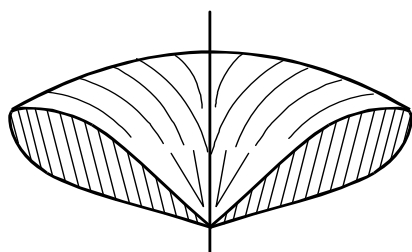


Рис. 2.21

то из воронки "вырезается" участок, напоминающий по виду совок (рис. 2.21). При сканировании в пространстве совкообразного луча антенны цель в середине совка и на его краях оказывается под разными углами места. Возникает ошибка в определении угловой координаты.

Указанные искажения диаграммы направленности антенны ухудшают качественные показатели РЭС - разрешающую способность, помехозащищенность, точность измерения угловых координат. Поскольку искажения усиливаются с ростом угла наклона, то его приходится ограничивать.

### 2.7.3. Линейные системы с осевым излучением

Принцип действия таких систем (обычно их называют *антеннами бегущей волны*) основан на выводах, полученных из анализа влияния фазового распределения на диаграмму направленности линейной системы излучателей. Если отсчитывать угол  $\theta$  от оси антенны, то наклон  $\theta_m$  главного лепестка для системы длиной  $L$  (рис. 2.22, а) при линейном фазовом распределении (рис. 2.19) определяется выражением (см. формулу (2.65)):

$$\cos \theta_m = \frac{\varphi_1 \cdot \lambda}{\pi \cdot L}, \quad (2.70)$$

где  $\varphi_1$  - величина набега фазы от середины к краю антенны (крутизна фазового распределения).

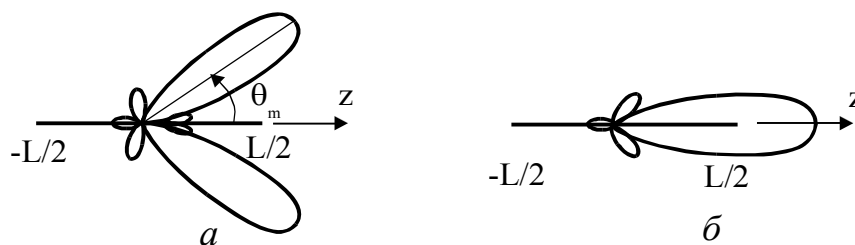


Рис. 2.22

Чтобы "заставить" антенну излучать вдоль ее оси (рис. 2.22, б), т.е. обеспечить  $\theta_m = 0$ , необходимо, чтобы величина фазового набега  $\varphi_1$  в соот-

ветствии с выражением (2.70) была равна:

$$\cos 0^\circ = \frac{\varphi_1 \cdot \lambda}{\pi \cdot L} \Rightarrow \frac{\varphi_1 \cdot \lambda}{\pi \cdot L} = 1 \Rightarrow \varphi_1 = \frac{\pi \cdot L}{\lambda}.$$

Это набег фазы на половине длины антенны. Для всей антенны он в два раза больше:  $2\varphi_1 = 2\pi \cdot L/\lambda$ , а набег фазы, приходящийся на единицу длины антенны, оказывается равен:

$$\frac{2\varphi_1}{L} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.71)$$

В правой части выражения (2.71) волновое число  $k$  – набег фазы электромагнитной волны, распространяющейся в свободном пространстве, на единицу длины волны. Таким образом, для получения осевого излучения линейной антенны необходимо обеспечить равенство фазовой скорости бегущей волны тока в антенне с фазовой скоростью электромагнитной волны в свободном пространстве. Отношение  $c/v_\phi$ , называемое *коэффициентом замедления*  $K_3$ , при этом равно единице -  $K_3=c/v_\phi=1$ . Данную величину можно определить через параметры линейной прямофазной антенны:

$$K_3 = \frac{c}{v_\phi} = \frac{2\varphi_1}{kL} = 1.$$

Расчет показывает, что коэффициент направленного действия такой антенны

$$D_{\max} = \frac{4L}{\lambda}, \quad (2.72)$$

а ширина диаграммы направленности по половинной мощности

$$2\theta_{0,5}^\circ = 108\sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (2.73)$$

Уровень первого бокового лепестка составляет  $F_{\delta 1} = 22\%$  от главного.

Осевое излучение становится еще более направленным, если коэффициент замедления превышает единицу ( $K_3 > 1$ ). При этом, однако, вместе с ростом КНД и сужением главного лепестка растет уровень паразитного излучения. Существует некоторое оптимальное значение  $K_3 = K_{3 \text{ opt}}$ , при котором антенна имеет наилучшее соотношение уровня бокового излучения и ширины ДН. Условие оптимальности коэффициента замедления заключается в следующем: фаза поля, возбуждаемая на оси последним элементом антенны,

должна отставать на  $\pi$  от фазы поля, возбуждаемого элементом антенны, находящимся в начале ее. Оптимальное значение  $K_3$  соответствует следующему условию:

$$K_{3opt} = 1 + \frac{\lambda}{2L}. \quad (2.74)$$

При оптимальном замедлении

$$D_{\max} = \frac{8L}{\lambda}; \quad 2\theta_{0,5}^0 = 61\sqrt{\frac{\lambda}{L}}; \quad F_{\delta 1} = 34\%. \quad (2.75)$$

Из условия (2.74) можно определить оптимальную длину антенны  $L_{opt}$  при заданном коэффициенте замедления:

$$L_{opt} = \frac{\lambda}{2(K_{3opt} - 1)}. \quad (2.76)$$

#### 2.7.4. Система с квадратичным и кубичным фазовым распределением

Графики этих распределений показаны на рис. 2.18, *в* и *г* соответственно. Расчет множителя системы для них производится по той же методике, что и для линейного распределения, однако аналитические выражения довольно сложны, поэтому ограничимся анализом конечных результатов.

Множитель системы с равномерным амплитудным распределением и квадратичным фазовым распределением  $\varphi(x) = \varphi_2 x^2$  в зависимости от обобщенной угловой координаты  $\psi$  приведен на рис. 2.23 для различных зна-

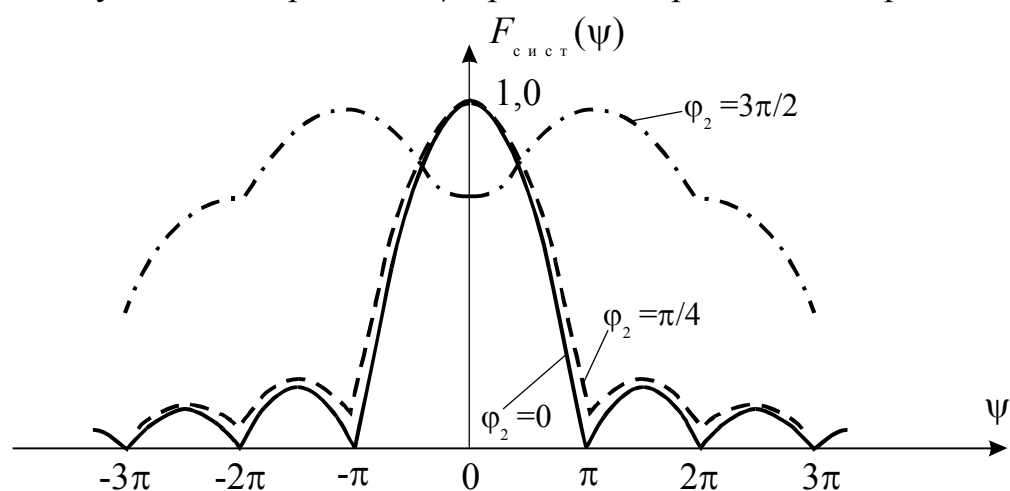


Рис. 2.23

чений фазы  $\varphi_2$  на краях системы. Из графиков следует, что множитель сис-

темы сохраняет свою симметрию. При небольших по величине квадратичных фазовых ошибках наблюдается расширение главного лепестка множителя и "заплывание" нулей. Эти эффекты усиливаются с ростом  $\varphi_2$ . При  $\varphi_2 > \pi/2$  наблюдается слияние главного и боковых лепестков в один широкий и даже образование провала в его середине. Влияние квадратичных фазовых ошибок проявляется в меньшей степени, если амплитудное распределение спадает к краям антенны. Это понятно с физической точки зрения: хотя фазовая ошибка к краям антенны растет, но ее влияние ослабляется уменьшением амплитуды тока.

Результат действия кубической фазовой ошибки отображен на рис. 2.24.

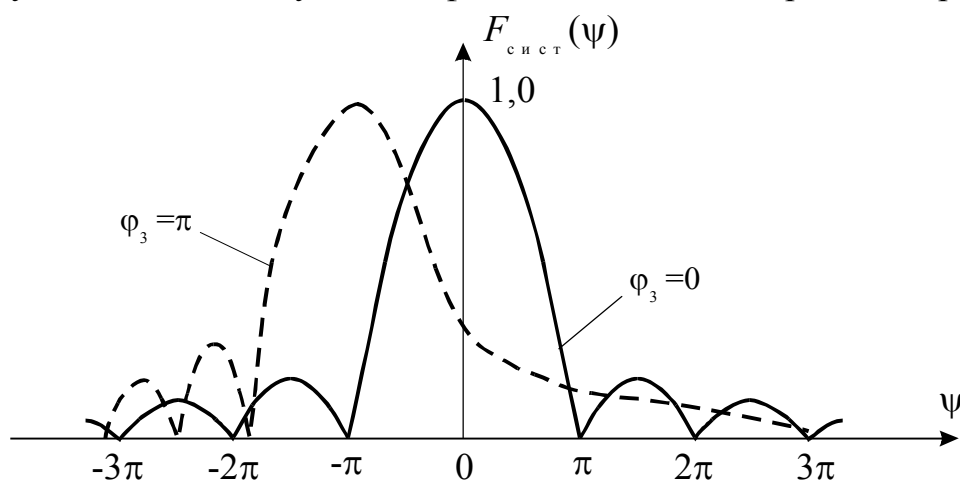


Рис. 2.24

Симметрия множителя нарушается, смещается главный максимум, происходит перераспределение уровня боковых лепестков слева и справа от главного. Эти искажения увеличиваются с ростом  $\varphi_3$ .

Фазовые ошибки, искажающие форму амплитудной диаграммы направленности антенны, приводят к появлению погрешностей в определении угловых координат, ухудшают разрешающую способность и помехозащищенность РЛС. Поэтому возникает необходимость в специальных мерах по коррекции фазового распределения возбуждающих антенну токов.

## 2.8. Множитель системы излучателей, расположенных на плоскости, и его свойства

### 2.8.1. Общая характеристика излучающего раскрыва

В большинстве антенн, особенно сантиметрового и миллиметрового диапазонов, излучение ЭМВ происходит с некоторых плоских поверхностей

(раскрывов, апертур) конечных размеров. К таким антеннам относятся рупорные, зеркальные, линзовые. Для получения высокой направленности излучения размеры раскрыва обычно значительно превышают длину волны (поперечные -  $L \gg \lambda$ , площадь -  $S_r \gg \lambda^2$ ). На форму амплитудной диаграммы направленности антенны и ее параметры существенно влияют размеры и форма апертуры и амплитудно-фазовое распределение возбуждающих токов. С помощью этих величин можно получить различные виды диаграммы направленности: игольчатую, веерную, косекансную и другие. Для получения веерной диаграммы излучающие раскрывы обычно делают прямоугольной формы, а для формирования игольчатой - круглой.

Рассмотрим сначала методику расчета АДН плоского раскрыва произвольной формы, а затем применим ее к прямоугольному и круглому раскрывам.

Пусть задана плоская излучающая апертура (рис. 2.24), имеющая площадь  $S$  и расположенная в горизонтальной ( $XOY$ ) плоскости. Ось  $Z$ , таким образом, совпадает с внешней нормалью  $n$  к апертуре.

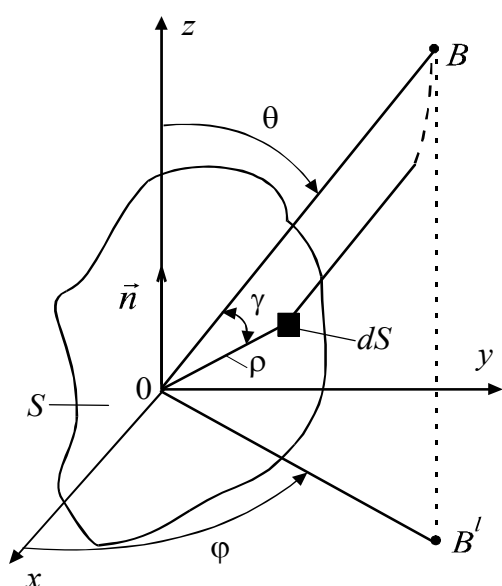


Рис. 2.25

использованы следующие обозначения:  $B$  – произвольная точка пространства;  $B'$  – ее проекция на горизонтальную плоскость;  $\rho$  – расстояние от точки  $O$ , выбранной на апертуре за начало координат, до элементарной излучающей площадки  $dS$  на апертуре;  $\gamma$  - угол между направлением на точку наблюдения  $B$  из начала координат и направлением на элементарную

площадку  $dS$ ;  $x$  и  $y$  – координаты элементарной площадки  $dS$ , при этом  $dS = dx dy$ . Обычно раскрыв антенны характеризуется тем, что фронт волны в нем является плоским, а поляризация поля во всех точках раскрыва одинакова. Это позволяет представить раскрыв антенны как двумерную систему идентичных, одинаково ориентированных излучателей Гюйгенса. Для такой системы применимо правило перемножения диаграмм направленности. Множитель системы для этого случая выглядит следующим образом:



$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta, \varphi) = \iint_S A(x, y) e^{j[\Phi(x, y) + k\rho \cos \gamma]} dS, \quad (2.77)$$

где  $A(x, y)$  и  $\Phi(x, y)$  – амплитудное и фазовое распределения соответственно по всем элементам раскрыва.

В формуле (2.70) выразим произведение  $\rho \cos \gamma$  (разность хода волн до точки  $B$  из площадки  $dS$  и из начала координат) через прямоугольные координаты  $x, y$  площадки  $dS$  и углы  $\theta, \varphi$ . Известно, что связь между ними выражается формулой:

$$\rho \cdot \cos \gamma = x \cdot \sin \theta \cos \varphi + y \cdot \sin \theta \sin \varphi. \quad (2.78)$$

Тогда интеграл (2.70) приобретает вид:

$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta, \varphi) = \iint_S A(x, y) e^{j[\Phi(x, y) + k(x \cdot \sin \theta \cos \varphi + y \cdot \sin \theta \sin \varphi)]} dx dy. \quad (2.79)$$

Вычисление множителя системы по формуле (2.72) осуществляется различными способами в зависимости от вида  $A(x, y) e^{j\Phi(x, y)}$  и формы апертуры антенны.

В общем случае, когда амплитудно-фазовое распределение может иметь произвольную форму, используется вычисление методом эквивалентной линейной антенны (ЭЛА).

Этот метод особенно показателен, когда требуется найти плоскую диаграмму направленности в одном из главных сечений. Пусть главным сечением будет плоскость  $XOZ$  (рис. 2.26). Тогда угол  $\varphi$  равен нулю, и выражение (2.72) представляется в виде:

$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta) = \iint_S A(x, y) e^{j\Phi(x, y)} e^{jkx \cdot \sin \theta} dx dy. \quad (2.80)$$

Вся площадь  $S$  раскрыва произвольной формы заменяется линейной непрерывной системой излучателей, размещенной на оси  $X$  и имеющей линейный размер  $L_X = X_A - X_B$  (протяженность раскрыва вдоль оси  $X$ ). Это и есть эквивалентная линейная антенна, диаграмма направленности которой находится в соответствии с известным выражением:

$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta) = \int_{X_A}^{X_B} A_3(x) e^{j\Phi_3(x)} e^{jkx \sin \theta} dx, \quad (2.81)$$

где  $\dot{A}_3(x) = A_3(x) e^{j\Phi_3(x)}$  – амплитудно-фазовое распределение ЭЛА. Оно

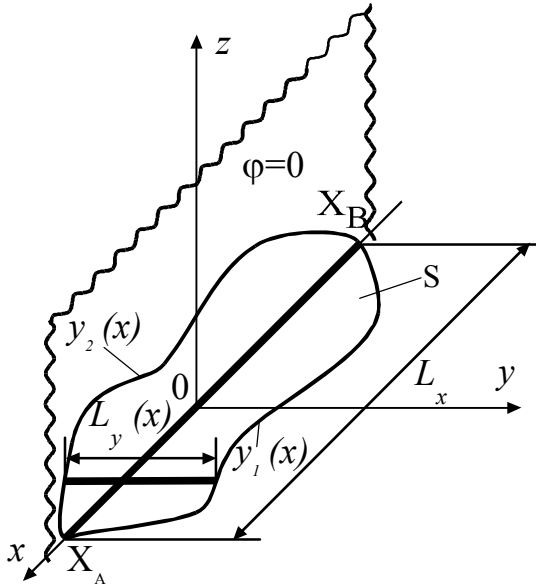


Рис. 2.26

неизвестно, но его можно получить.

Для этого площадь  $S$  "нарезается" на бесконечно узкие ленты шириной  $dx$ , перпендикулярные оси  $x$ . Длина каждой такой полоски  $L_y(x)$  определяется как разность ординат функций  $y_1(x)$  и  $y_2(x)$ , описывающих правую и левую границы плоского раскрыва:

$$L_y(x) = y_1(x) - y_2(x). \quad (2.82)$$

Амплитудно-фазовое распределение вдоль полоски (координаты  $y$ ) задано для всех значений  $x$  функцией  $A(x, y)$ . Если зафиксировать координату  $x$ , то для полоски с этой координатой можно найти ее суммарную амплитуду и фазу, которые и принимаются за значение АФР в данной точке  $x$  эквивалентной линейной антенны. Таким образом,

$$\dot{A}_y(x) = \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} A(x, y) e^{j\Phi(x, y)} dy. \quad (2.83)$$

Подставив выражение (2.83) в формулу (2.74), получим:

$$\dot{f}_{сисм}(\theta) = \int_{X_A}^{X_B} \left[ \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} A(x, y) e^{j\Phi(x, y)} dy \right] e^{jkx \sin \theta} dx. \quad (2.84)$$

Выражение (2.84) полностью совпадает с (2.73) при конкретизации пределов интегрирования по площади, поэтому изложенная трактовка метода эквивалентной линейной антенны является справедливой.

Для получения сечения диаграммы направленности в другой плоскости ( $YOZ$ ) надо положить  $\varphi = \pi/2$ . Тогда формула (2.72) и метод ЭЛА приведут к выводу:

$$\dot{f}_{сисм}(\theta, \pi/2) = \int_{y_A}^{y_B} \left[ \int_{X_1(y)}^{X_2(y)} A(x, y) e^{j\Phi(x, y)} dx \right] e^{jky \sin \theta} dy. \quad (2.85)$$

Эквивалентная линейная антенна при этом размещается на оси  $y$ .

Соотношения (2.84) и (2.85) позволяют все результаты, полученные при анализе линейных систем излучателей, распространить и на плоские излучающие системы. В антенной технике наиболее часто встречаются прямоугольные и круглые апертуры. Рассмотрим некоторые особенности множителя системы для этих случаев.

### 2.8.2. Прямоугольный раскрыв

Поместим начало координат в середину раскрыва, а оси  $x$  и  $y$  направим параллельно его сторонам  $L_1$  и  $L_2$  (рис. 2.26). Тогда пределы интегрирования по площади  $S$  определяются сторонами прямоугольника  $L_1$  и  $L_2$  и выражение (2.72) представляется в виде:

$$\dot{f}_{\text{сист}}(\theta, \varphi) = \int_{-L_1/2}^{L_1/2} \int_{-L_2/2}^{L_2/2} A(x, y) e^{j[\Phi(x, y) + k(x \cdot \sin \theta \cos \varphi + y \cdot \sin \theta \sin \varphi)]} dx dy. \quad (2.86)$$

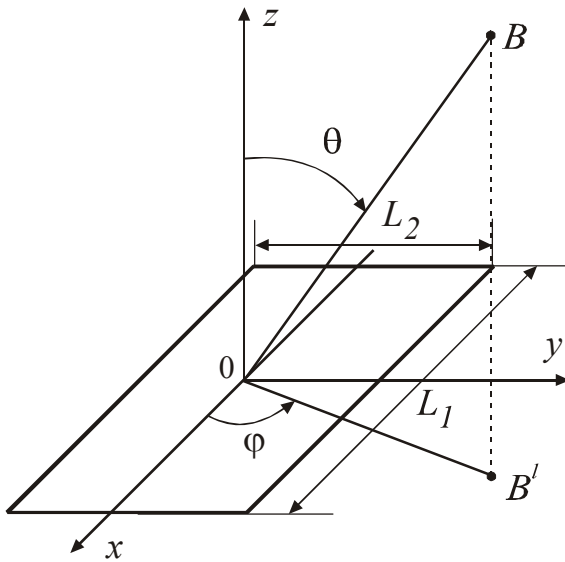


Рис. 2.27

Интеграл (1.10) представляет собой общее выражение для множителя системы прямоугольного раскрыва при произвольном амплитудно-фазовом распределении.

Очень часто АФР в антенне  $\dot{A}(x, y)$  может быть представлено в виде произведения двух функций, каждая из которых зависит лишь от одной координаты, т.е.

$$A(x, y) e^{j\Phi(x, y)} = A_1(x) \times e^{j\Phi_1(x)} A_2(y) e^{j\Phi_2(y)}. \quad (2.87)$$

$$A(x, y) = A_1(x) \cdot A_2(y); \quad \Phi(x, y) = \Phi_1(x) + \Phi_2(y). \quad (2.88)$$

Такое амплитудно-фазовое распределение называется разделяющимся.

При разделяющемся АФР множитель системы может быть представлен в виде произведения двух однократных интегралов:

$$\dot{f}_{\text{сист}}(\theta, \varphi) = \int_{-L_1/2}^{L_1/2} A_1(x) e^{j[\Phi_1(x) + kx \cdot \sin \theta \cos \varphi]} dx \times$$

$$\times \int_{-L_2/2}^{L_2/2} A_2(y) e^{j[\Phi_2(y)+ky \cdot \sin \theta \sin \varphi]} dy. \quad (2.89)$$

Полученное выражение определяет пространственную диаграмму направленности. Сечения ДН в главных плоскостях  $XOZ$  и  $YOZ$  получаются из выражения (2.89) подстановкой  $\varphi=0$  или  $\varphi=\pi/2$  соответственно:

$$\dot{f}_{сис\tau\mu}(\theta, \varphi = 0) = \int_{-L_2/2}^{L_2/2} A_2(y) e^{j\Phi_2(y)} dy \int_{-L_1/2}^{L_1/2} A_1(x) e^{j\Phi_1(x)} e^{jkx \cdot \sin \theta} dx, \quad (2.90)$$

$$\dot{f}_{сис\tau\mu}(\theta, \varphi = \pi/2) = \int_{-L_1/2}^{L_1/2} A_1(x) e^{j\Phi_1(x)} dx \int_{-L_2/2}^{L_2/2} A_2(y) e^{j\Phi_2(y)} e^{jky \cdot \sin \theta} dy. \quad (2.91)$$

Первые сомножители в (2.90) и (2.91) не зависят от пространственных координат и при заданном АФР представляют собой постоянные величины  $C_y$  и  $C_x$ . Поэтому

$$\dot{f}_{сис\tau\mu}(\theta, \varphi = 0) = C_y \int_{-L_1/2}^{L_1/2} A_1(x) e^{j\Phi_1(x)} e^{jkx \cdot \sin \theta} dx, \quad (2.92)$$

$$\dot{f}_{сис\tau\mu}(\theta, \varphi = \pi/2) = C_x \int_{-L_2/2}^{L_2/2} A_2(y) e^{j\Phi_2(y)} e^{jky \cdot \sin \theta} dy. \quad (2.93)$$

Диаграммы направленности системы определяются только вторыми сомножителями, которые полностью совпадают с множителями линейных систем, ориентированных вдоль осей  $x$  (выражение (2.92)) и  $y$  (выражение (2.93)). Таким образом, можно сделать важный вывод: *при разделяющемся амплитудно-фазовом распределении в прямоугольном раскрыве множители системы в главных плоскостях совпадают с множителями линейных систем, имеющих такие же АФР, как и в раскрыве вдоль осей  $x$  и  $y$ .*

Эта важная особенность разделяющихся АФР дает возможность при решении задачи отыскания ДНА заменить плоский раскрыв двумя линейными системами, одна из которых расположена на оси  $x$ , а другая – на оси  $y$ . При этом результаты, полученные ранее для линейных систем, следует распространить на рассматриваемый случай. Выводы о влиянии волновых размеров, амплитудного и фазового распределения полностью применимы и

здесь. Например, при постоянном АФР в раскрыве -  $A_1(x)e^{j\Phi_1(x)} = 1$  и  $A_2(x)e^{j\Phi_2(x)} = 1$  - характер направленности в главных плоскостях соответствует случаю линейной синфазной системы с равномерным амплитудным распределением. Нормированные ДН при этом имеют вид:

$$\text{в плоскости } XOZ: F_{\text{сист}}(\theta) = \frac{\sin[(\pi L_1 / \lambda) \sin \theta]}{(\pi L_1 / \lambda) \sin \theta}; \quad (2.94)$$

$$\text{в плоскости } YOZ: F_{\text{сист}}(\theta) = \frac{\sin[(\pi L_2 / \lambda) \sin \theta]}{(\pi L_2 / \lambda) \sin \theta}. \quad (2.95)$$

Ширина ДН и уровень боковых лепестков определяются также по формулам для соответствующих линейных систем.

### 2.8.3. Круглый раскрыв

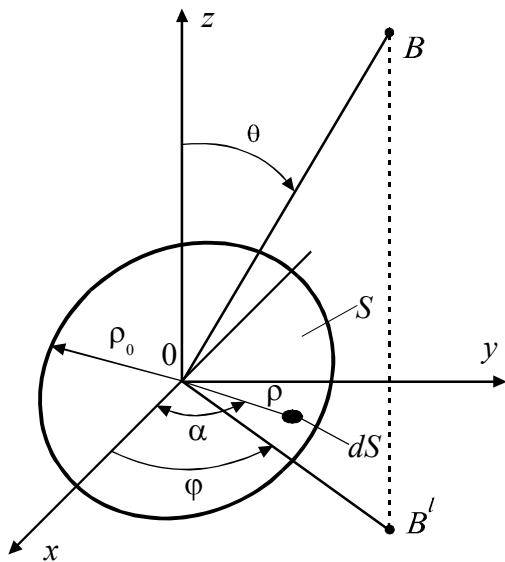


Рис. 2.28

Поместим начало координат в центр раскрыва радиусом  $\rho_0$  (рис. 2.28) и зададимся амплитудно-фазовым распределением в полярных координатах точки раскрыва  $\rho$  и  $\alpha$ :

$$\begin{aligned} A(x, y) &= A(\rho, \alpha); \\ \Phi(x, y) &= \Phi(\rho, \alpha). \end{aligned} \quad (2.96)$$

Кроме того, используем соотношения:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \cos \gamma &= x \cdot \sin \theta \cos \varphi + y \times \\ &\times \sin \theta \sin \varphi = \rho \cdot \sin \theta \cos(\varphi - \alpha); \end{aligned}$$

$$dS = dx \cdot dy = \rho \cdot d\rho \cdot d\alpha.$$

После подстановки этих выражений в (2.72) получим:

$$\dot{f}_{\text{сист}}(\theta, \varphi) = \int_0^{\rho_0} \int_0^{2\pi} A(\rho, \alpha) e^{j[\Phi(\rho, \alpha) + k\rho \cdot \sin \theta \cos(\varphi - \alpha)]} \rho \cdot d\rho d\alpha. \quad (2.97)$$

Формула (2.97) применима для любого АФР. Рассмотрим ее для некоторых частных случаев.

На практике нередко используется случай синфазного круглого рас-

крыва с симметричным относительно центра амплитудным распределением. При этом  $A(\rho, \alpha) = A(\rho)$ ;  $\Phi(\rho, \alpha) = 0$ , и выражение (2.97) упрощается:

$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta, \varphi) = \int_0^{\rho_0} A(\rho) \rho \left[ \int_0^{2\pi} e^{jk\rho \sin \theta \cos(\varphi - \alpha)} d\alpha \right] d\rho. \quad (2.98)$$

Используя интегральное представление для функции Бесселя нулевого порядка

$$J_0(\eta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{j\eta \cos(\varphi - \alpha)} d\alpha \quad (2.99)$$

и учитывая, что  $\eta = k\rho \sin \theta$ , из (2.98) получим:

$$\dot{f}_{\text{суст}}(\theta, \varphi) = 2\pi \int_0^{\rho_0} A(\rho) \rho J_0(k\rho \sin \theta) d\rho. \quad (2.100)$$

Функция Бесселя табулирована.

Из выражения (2.100) видно, что множитель системы не зависит от  $\varphi$ , т.е. обладает осевой симметрией относительно оси  $z$ . Кроме того, он оказался вещественной функцией: его фаза во всех направлениях равна нулю. Это значит, что раскрыв излучает сферическую волну и фазовый центр совпадает с центром раскрыва.

С учетом вышеизложенного формулу (2.100) можно представить в виде:

$$f_{\text{суст}}(\theta) = 2\pi \int_0^{\rho_0} A(\rho) \rho J_0(k\rho \sin \theta) d\rho. \quad (2.101)$$

Если принять амплитудное распределение в раскрыве равномерным, т.е.  $A(\rho) = 1$ , то выражение (2.101) еще более упрощается:

$$f_{\text{суст}}(\theta) = 2\pi \int_0^{\rho_0} \rho J_0(k\rho \sin \theta) d\rho. \quad (2.102)$$

Интеграл в правой части вычисляется на основании известного в мате-

матике соотношения:  $\int_0^{\rho_0} \rho J_0(a\rho) d\rho = \frac{\rho_0}{a} J_1(a\rho_0)$ , где  $J_1(a\rho_0)$  - функция

Бесселя первого порядка. Принимая во внимание, что в нашем случае

$a = k \sin \theta$ , из (2.102) получаем:

$$f_{\text{сист}}(\theta) = 2\pi \frac{\rho_0}{k \sin \theta} J_1(k\rho_0 \sin \theta). \quad (2.103)$$

Функция  $J_1(\psi)$  (в нашем случае  $\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_0 \sin \theta$ ) также табулирована.

Выражение (2.103) можно привести к виду:

$$f_{\text{сист}}(\theta) = \pi\rho_0^2 \frac{2J_1(k\rho_0 \sin \theta)}{k\rho_0 \sin \theta} = \pi\rho_0^2 \Lambda_1(k\rho_0 \sin \theta), \quad (2.104)$$

где  $\Lambda_1(k\rho_0 \sin \theta)$  - лямбда-функция первого порядка, которая также приводится в справочниках в табулированном виде. Максимальное значение  $f_{\text{сист}}(\theta)$  соответствует максимуму отношения  $\frac{2J_1(k\rho_0 \sin \theta)}{k\rho_0 \sin \theta} = 1$  и равно

$f_{\text{сист}}(\theta)_{\text{max}} = \pi\rho_0^2$ . Следовательно, нормированный множитель системы выражается формулой:

$$F_{\text{сист}}(\theta) = \frac{2J_1(k\rho_0 \sin \theta)}{k\rho_0 \sin \theta} = \Lambda_1(k\rho_0 \sin \theta). \quad (2.105)$$

Его примерный вид представлен на рис. 2.28.

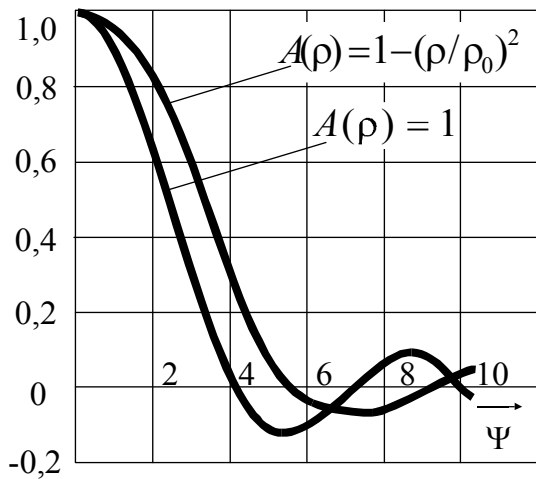


Рис. 2.29

С помощью таблиц лямбда-функции можно легко определить, что уровень боковых лепестков составляет  $F_{\delta 1} \approx 13\%$ ,  $F_{\delta 2} \approx 7\%$ .

Ширина ДН антенны определяется по формуле:  $2\theta_{0,5} = 58^\circ \frac{\lambda}{D}$ , где  $D = 2\rho_0$  - диаметр раскрыва.

По сравнению с прямоугольной антенной с тем же законом АФР уровни боковых лепестков у

круглого раскрыва меньше, а ширина ДНА больше (для прямоугольного раскрыва  $2\theta_{0,5} = 51^\circ \frac{\lambda}{L}$ ,  $F_{\delta 1} \approx 21\%$ ,  $F_{\delta 2} \approx 13\%$ ).

С целью снижения уровня боковых лепестков в ДН круглого раскрыва

используют спадающее к краям амплитудное распределение. Часто применяется распределение амплитуд токов в виде функции:

$$A(\rho) = \left[ 1 - \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right]^p. \quad (2.106)$$

При этом нормированный множитель системы представляется в виде лямбда-функции  $(p+1)$ -го порядка:

$$F_{сист}(\theta) = \Lambda_{p+1}(k\rho_0 \sin \theta), \quad (2.107)$$

$$\text{где } \Lambda_{p+1}(k\rho_0 \sin \theta) = \frac{2^{p+1}(p+1)! \cdot J_{p+1}(k\rho_0 \sin \theta)}{(k\rho_0 \sin \theta)^{p+1}}.$$

Лямбда-функции табулированы, поэтому с их помощью можно легко отыскать все параметры диаграммы направленности круглого раскрыва.

#### 2.8.4. КНД синфазного излучающего раскрыва

Ранее было показано, что произвольный синфазный раскрыв с геометрической площадью  $S_\Gamma$  обладает коэффициентом направленного действия, определяемого выражением:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{эфф}, \quad (2.108)$$





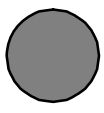
где знакомое из теории приемных антенн понятие эффективной площади антенны  $S_{эфф}$  применительно к излучающему раскрыву имеет несколько другой смысл. Это площадь синфазного раскрыва с равномерным амплитудным распределением, которая создает в заданной точке пространства такую же плотность потока мощности, что и реальная антенна с геометрической площадью  $S_\Gamma$  и произвольным амплитудным распределением. Отношение  $S_{эфф}/S_\Gamma$  называется коэффициентом использования площади излучающего раскрыва  $\xi_A$ . При равномерном амплитудном распределении -  $S_{эфф}=S_\Gamma$  и  $\xi_A=1$ . Таким образом, КИП синфазного излучающего раскрыва показывает, насколько снижается КНД антенны из-за неравномерности амплитудного распределения. Значения  $S_{эфф}$  приемной и передающей антенн совпадают, если они определяются по формуле (2.108).

В данном разделе рассмотрены основные типы излучающих систем. Их



основные радиотехнические параметры при различных видах амплитудного распределения приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Вид системы	Вид АР	$2\theta_{0,5}$	$F_{\text{бл1}} \%$ , (дБ)	$F_{\text{бл2}} \%$ , (дБ)	КИП	КНД	
Линейная непрерывная	 Равномерное	$51^\circ \frac{\lambda}{L}$	21 (-13,2)	13 (-17,6)	1	$2 \frac{L}{\lambda}$	
	 Косинусоидальное	$67^\circ \frac{\lambda}{L}$	7 (-23)	3 (-30,5)	0,81	$1,62 \frac{L}{\lambda}$	
	 Косинус на пьедестале	$\Delta=0,33$	$58^\circ \frac{\lambda}{L}$	10 (-20)	6 (-25)	0,97	$1,86 \frac{L}{\lambda}$
	$\Delta=0,8$	$53^\circ \frac{\lambda}{L}$	18 (-15)	10 (-20)	0,99	$1,96 \frac{L}{\lambda}$	
Линейная дискретная	 Равномерное	$51^\circ \frac{\lambda}{Nd}$	21 (-13,2)	13 (-17,6)	1	$2 \frac{Nd}{\lambda}$	
Круглый раскрыв (радиус $\rho_0$ )	 Равномерное	$58^\circ \frac{\lambda}{2\rho_0}$	13 (-17,6)	7 (-23)	1	$40 \frac{\rho_0^2}{\lambda}$	

### 3. ВИБРАТОРНЫЕ И ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ, АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

#### 3.1. Вибраторные антенны

##### 3.1.1. Характеристики и параметры линейного симметричного вибратора

Симметричным вибратором называется прямолинейный провод или металлический стержень, разделенный на две равные части и питаемый по середине (рис. 3.1). Длина каждого плеча равна  $l$ ; общая длина вибратора равна  $2l$ . Точки АА – клеммы антенны. Расстояние АА мало по сравнению с размерами плеч, поэтому им пренебрегают. Симметричный вибратор обычно является элементом сложных антенн и применяется в радиолокации в диапазоне метровых, дециметровых и сантиметровых волн.

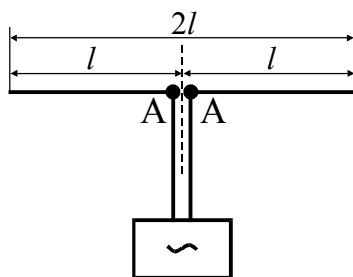


Рис. 3.1

В симметричном вибраторе  $2l$  соизмеримо с длиной волны  $\lambda$ , поэтому в отличие от элементарного вибратора (раздел 2.2) распределение тока по его длине неравномерное. Оно рассчитывается с помощью теории длинных линий по методу Шулейкина, который предложил свести плечи вибратора, получив длинную разомкнутую на конце линию, определить распределение тока в ней, а затем развести плечи в прежнее положение (рис. 3.2). В результате амплитуда тока вдоль вибратора распределена по синусоидальному закону и на его концах имеет узлы.

В симметричных точках вибратора ток одинаков по величине и направ-

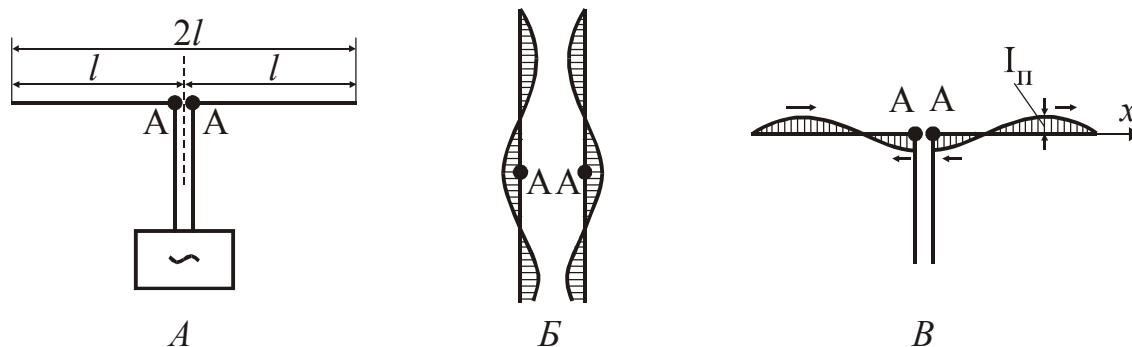


Рис. 3.2

лению. Закон распределения тока выражается следующим образом:

$$I(x) = I_{\Pi} \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (l - |x|) \right], \quad (3.1)$$

где  $I_{\Pi}$  – амплитуда тока в пучности;  $x$  – координата точки вибратора;  $|x| \leq l$ .

Известный закон распределения тока позволяет с помощью правила Бонч-Бруевича рассчитать диаграмму направленности симметричного вибратора:

$$f(\theta) = 60 \left| \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \right|, \quad F(\theta) = \left| \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \right|, \quad (3.2)$$

где  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число.

Диаграммы направленности при различной длине вибратора показаны на рис. 3.3.

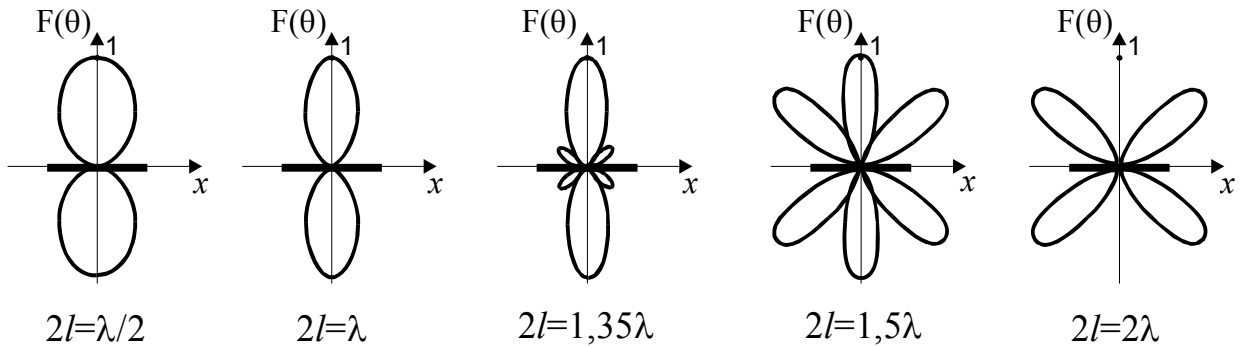


Рис. 3.3

Из приведенных ДН видно, что при длине вибратора  $2l \leq \lambda$  боковые лепестки отсутствуют, а максимум диаграммы направленности совпадает с нормалью к оси антенны. При  $2l > \lambda$  появляются боковые лепестки, уровень которых возрастает по мере увеличения длины вибратора. В магнитной плоскости симметричный вибратор излучает ненаправленно:  $F(\theta) = 1$ .

На практике наибольшее применение находят полуволновые вибраторы:  $l = \lambda / 2$ . Для них  $kl = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2}$ ,  $\cos kl = 0$ , и выражение (3.2) преобразуется к виду:

$$f(\theta) = 60 \left| \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right|, \quad F(\theta) = \left| \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right|. \quad (3.3)$$

Параметры полуволнового вибратора имеют фиксированные значения и равны:  $2\theta_{0,5p} = 78^\circ$ ;  $D_{\max} = 1,64$ .

Одним из важных параметров вибратора является его входное сопротивление  $\dot{Z}_{\text{вх}} = \dot{U}_{\text{вх}} / \dot{I}_{\text{вх}}$ , где  $\dot{U}_{\text{вх}}$  и  $\dot{I}_{\text{вх}}$  - комплексные амплитуды напряжения и тока на клеммах антенны. Входное сопротивление симметричного вибратора имеет комплексный характер:

$$\dot{Z}_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + jX_{\text{вх}}. \quad (3.4)$$

Активная часть входного сопротивления складывается из сопротивления излучения  $R_{\Sigma}$  и сопротивления потерь  $R_{\Pi}$  в проводнике вибратора:

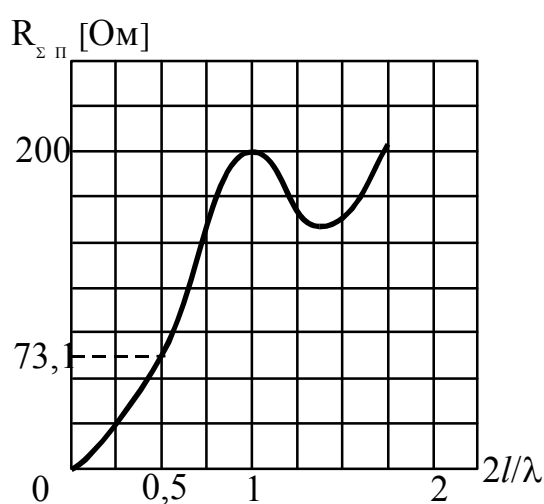


Рис. 3.4

$$R_{\text{вх}} = R_{\Sigma} + R_{\Pi}. \quad (3.5)$$

В диапазоне СВЧ  $R_{\Sigma} \gg R_{\Pi}$  и можно считать  $R_{\text{вх}} \approx R_{\Sigma}$ . Величина сопротивления излучения зависит от относительной длины вибратора. Эта зависимость представляется графиком Баллентайна-Кляцкина (рис. 3.4). Для полуволнового вибратора  $R_{\text{вх}} = R_{\Sigma} = 73,1$  Ом.

Величина реактивного сопротивления зависит от волновых размеров и толщины вибратора и определяется по формулам:

$$X_{\text{вх}} = 42,5 - \rho_A \cdot \text{ctg} kl, \quad (3.6)$$

где  $\rho_A = 120 \left( \ln \frac{\lambda}{\pi \cdot a} - 0,577 \right)$  - волновое сопротивление антенны,  $a$  - радиус провода вибратора.

Для полуволнового вибратора  $kl = \pi / 2$ ,  $\text{ctg} kl = 0$  и  $X_{\text{вх}} = 42,5$  Ом.

Следовательно, входное сопротивление полуволнового вибратора

$$\dot{Z}_{\text{вх}} = 73,1 + j42,5 \text{ [Ом]}. \quad (3.7)$$

Так как мнимая часть выражения (3.7) имеет знак "+", то реактивность носит индуктивный характер. Чтобы согласовать антенну с фидером, необ-

ходимо реактивную часть входного сопротивления сделать равной нулю. В соответствии с выражением (3.6)  $X_{вх}=0$ , если  $\rho_A \cdot ctg kl = 42,5$ . Подбирая величину  $l$ , можно скомпенсировать реактивность  $X_{вх}$ , т.е. настроить вибратор в резонанс. Для этого его с обеих сторон надо укоротить на величину

$$\Delta = \frac{42,5}{\rho_A} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (3.8)$$

Если вибратор укоротить еще больше, то его сопротивление станет емкостным.

### 3.1.2. Система вибраторных излучателей

Одиночные вибраторные антенны являются слабонаправленными. Для увеличения КНД и получения диаграммы направленности требуемой формы применяют многовибраторные антенны. Взаимное размещение вибраторов может быть различным (рис. 3.5), но, как правило, они идентичны, одинаково ориентированы и поэтому образуют систему, к которой можно применить

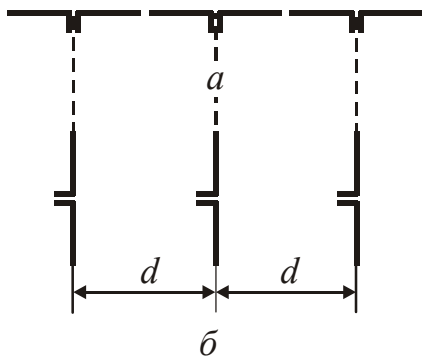


Рис. 3.5

правило перемножения диаграмм направленности:

$$\dot{f}(\theta, \varphi) = \dot{f}_0(\theta, \varphi) \cdot \dot{f}_{сист}(\theta, \varphi), \quad (3.9)$$

где  $\dot{f}_0(\theta, \varphi)$  - диаграмма направленности одиночного вибратора;  $\dot{f}(\theta, \varphi)$  - ДН многовибраторной антенны.

Множитель системы не зависит от угла ориентации плеч вибраторов относительно оси системы  $z$ , а определяется только количеством излучателей  $N$ , расстоянием между их центрами  $d$ , относительной амплитудой  $A$  и фазой  $\Phi$  тока в каждом вибраторе. В зависимости от соотношения параметров системы ее диаграмма направленности  $\dot{f}(\theta, \varphi)$  может быть однолепестковой, многолепестковой с ориентацией главного максимума вдоль оси системы, перпендикулярно к ней или под любым углом в пределах  $\pm 90^\circ$  относительно нормали. Для того чтобы главный лепесток результирующей ДН антенны был достаточно узким, необходимо совместить направления главных лепестков диаграмм направленности одиночного вибратора и системы (рис. 3.6). В первом случае (см. рис. 3.6, а) главный лепесток множителя системы дол-

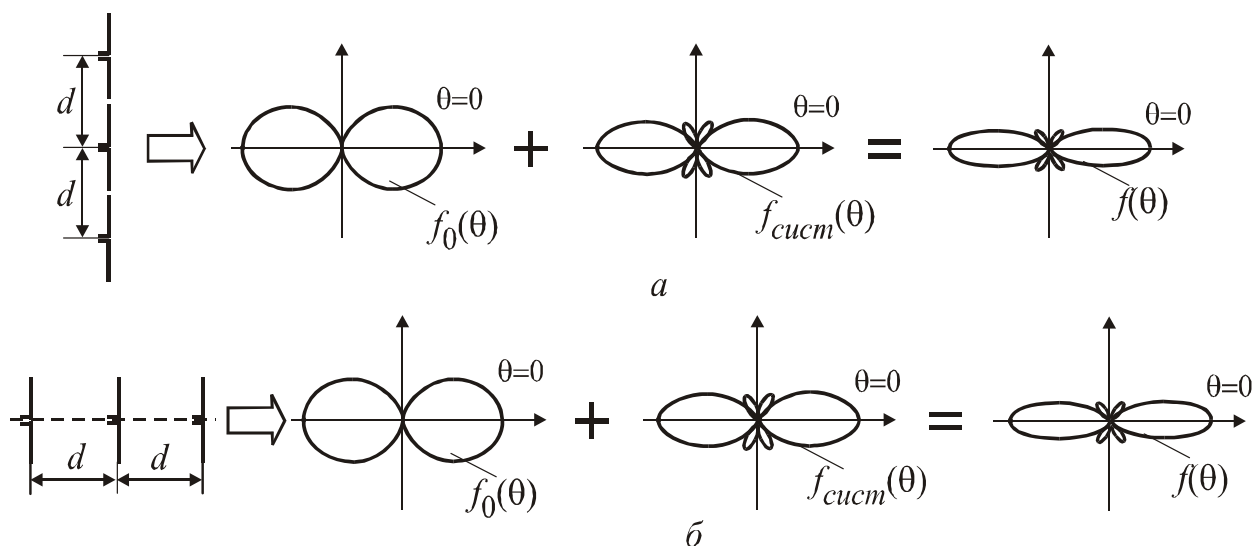


Рис. 3.6

жен быть перпендикулярна ее оси. Это достигается синфазным запитыванием вибраторов. Во втором случае (см. рис. 3.6, б) главный лепесток МС должен быть направлен вдоль ее оси. Это достигается соответствующим подбором волнового расстояния между вибраторами  $d/\lambda$  и амплитудно-фазового распределения. При равных токах в вибраторах ( $A=1$ ) главный максимум множителя системы направлен вдоль ее оси при условии:

$$\Phi = 2\pi d / \lambda, \quad (3.10)$$

где  $\Phi$  – фазовый сдвиг токов в соседних вибраторах. Так, при  $d/\lambda=0,2$  разность фаз токов должна составлять  $72^\circ$ , а при  $d/\lambda=0,25$  –  $90^\circ$ .

На рис. 3.6 множитель системы и диаграмма направленности антенны в целом оказываются постоянными величинами в плоскости, перпендикулярной вибраторам (Н-плоскости), т.е. антенна в этой плоскости излучает во все стороны. Чтобы обеспечить направленность антенны и в этой плоскости, необходимо выполнить два условия:

- 1)  $\Phi = 2\pi d / \lambda$ ;
- 2)  $N = \pi / \Phi$ , где  $N$  – количество вибраторов в системе.

Так, если  $d/\lambda=0,25$ , то  $\Phi=90^\circ$  и  $N=2$ . Система из двух вибраторов, соответствующих этим условиям, показана на рис. 3.7. Рассмотрим взаимодействие полей в такой системе.

Если ток  $I_1$  в вибраторе 1 опережает по фазе ток  $I_2$ , то электромагнитное поле слева от системы вибраторов (точка В') равно нулю, поскольку поле вибратора 2, проходя расстояние  $\lambda/4$  в сторону первого вибратора, получает

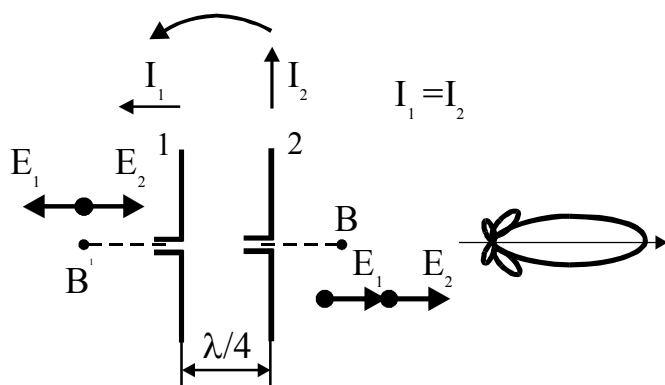


Рис. 3.7

дополнительное отставание по фазе на  $90^\circ$  и оказывается в противофазе с полем вибратора 1. Таким образом, излучение происходит в одну сторону вдоль оси системы в направлении вибратора с отстающим по фазе током. Излучение двух-вibratorной антенны приобретает

направленность в одну полусферу, в том числе в плоскости Н.

Для получения излучения с такой направленностью не обязательно запитывать оба вибратора. Очень часто используют систему (рис. 3.8), в кото-

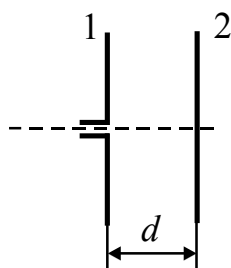


Рис. 3.8

рой питание подается на один из вибраторов называемый *активным*, а второй к генератору не подключается (он называется *пассивным*).

Принцип действия рассматриваемой антенны состоит в следующем. Ток  $I_1$  активного вибратора возбуждает в окружающем пространстве электромагнитное поле, которое индуцирует ток

$I_2$  в пассивном. Поле в любой точке окружающего пространства является суперпозицией полей, возбуждаемых токами в обоих вибраторах. Токи имеют примерно одинаковые распределения, но могут отличаться как по величине, так и по фазе. Величина тока  $I_2$  зависит от расстояния  $d/\lambda$ , и при малых его величинах ( $d/\lambda=0,1\dots0,2$ )  $I_2 \approx I_1$ . Фазовый сдвиг токов  $\Phi$  зависит как от относительного расстояния  $d/\lambda$ , так и от длины пассивного вибратора  $l_{\text{п}}$ . Известно, что полуволновой вибратор имеет индуктивное сопротивление. Для настройки в резонанс активный вибратор укорачивают на некоторую величину  $\Delta$ . Если пассивный вибратор оставить полуволновым или даже слегка удлинить его ( $l_{\text{п}} > l_{\text{а}}$ ), то его индуктивный характер вызовет опережение по фазе тока  $I_2$  по отношению к току в активном вибраторе  $I_1$ . Это значит, что излучение будет происходить в сторону активного вибратора (рис. 3.9, а). Пассивный вибратор как бы отталкивает от себя излучение, поэтому он называется *рефлектором* (отражателем).

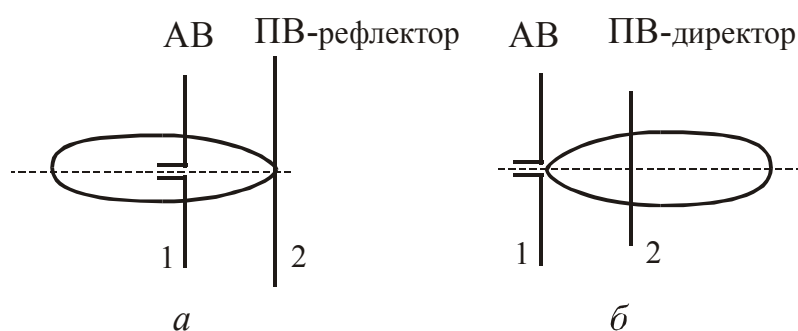


Рис. 3.9

Если же пассивный вибратор укоротить по сравнению с активным (см. рис. 3.9 б), то его сопротивление становится емкостным, ток  $I_2$  отстает по фазе от тока  $I_1$  и излучение

происходит в сторону пассивного вибратора. В этом случае он называется *директором*.

### 3.1.3. Входное сопротивление в многовибраторной антенне

Как показано выше, входное сопротивление симметричного вибратора имеет комплексный характер:

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + jX_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + j(42,5 - \rho_A \cdot \text{ctg} kl), \quad (3.11)$$

где  $R_{\text{вх}} = R_{\Sigma} + R_{\Pi}$  - активная составляющая входного сопротивления, которая складывается из сопротивления излучения  $R_{\Sigma}$  и сопротивления потерь  $R_{\Pi}$  в проводнике вибратора;  $\rho_A = 120 \left( \ln \frac{\lambda}{\pi \cdot a} - 0,577 \right)$  - волновое сопротивление антенны,  $a$  - радиус провода вибратора;  $2l$  - длина вибратора.

Так как мнимая часть выражения (3.11) имеет знак "+", то реактивность носит индуктивный характер. Чтобы согласовать антенну с фидером, необходимо укоротить вибратор с обеих сторон на величину  $\Delta = \frac{42,5}{\rho_A} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}$ .

Если рядом с одним вибратором разместить второй, то образуется система из двух вибраторов, электрически связанных друг с другом через излучаемое ими электромагнитное поле. Каждый из вибраторов действует на другой и как бы вносит в него дополнительное сопротивление, называемое вносимым и имеющее комплексный характер:

$$Z_{\text{внос}} = R_{\text{внос}} + jX_{\text{внос}}. \quad (3.12)$$

Если токи в идентичных вибраторах одинаковы ( $\dot{I}_1 = \dot{I}_2$ ), то вносимые сопротивления равны и называются взаимными:



$$Z_{\text{внос}1} = Z_{\text{внос}2} = Z_{12} = Z_{21}, \quad (3.13)$$

где  $Z_{\text{внос}1}$  - сопротивление, вносимое в первый вибратор;  $Z_{\text{внос}2}$  - сопротивление, вносимое во второй вибратор;  $Z_{12}$  и  $Z_{21}$  - взаимные сопротивления (для одинаковых вибраторов, по определению, они равны -  $Z_{12}=Z_{21}$ ).

Если токи в вибраторах разные ( $\dot{I}_1 \neq \dot{I}_2$ ), то вибратор с большим током вносит в другой большее сопротивление. Поэтому

$$Z_{\text{внос}1} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} Z_{12} \quad \text{и} \quad Z_{\text{внос}2} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_2} Z_{21} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_2} Z_{12}. \quad (3.14)$$

Обозначим входное сопротивление одиночного вибратора  $Z_{11}$  (второго  $Z_{22}$ ), а находящегося в системе -  $Z_1$  (соответственно  $Z_2$ ). В общем случае полное входное сопротивление вибраторов, работающих в системе, определяется выражениями:

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= Z_{11} + Z_{\text{внос}1} = Z_{11} + \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} Z_{12} \\ Z_2 &= Z_{22} + Z_{\text{внос}2} = Z_{22} + \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_2} Z_{12} \end{aligned} \right\}. \quad (3.15)$$

Взаимные сопротивления одинаково ориентированных  $\lambda/2$ -вибраторов зависят только от их взаимного относительного удаления по глубине ( $d$ ) или фронту ( $h$ ). Они рассчитаны и приведены в учебной и справочной литературе либо в виде таблиц, либо в виде графиков.

Из выражения (3.15) следует, что для определения полного входного сопротивления вибратора в системе надо знать отношение комплексных амплитуд токов в вибраторах, т.е. их амплитудно-фазовое распределение:

$$\frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = \frac{I_2}{I_1} \cdot e^{j(\Phi_2 - \Phi_1)} = A \cdot e^{j\Phi}, \quad \text{где } A = \frac{I_2}{I_1}; \quad \Phi = \Phi_2 - \Phi_1. \quad (3.16)$$

С учетом АФР соотношение (3.15) можно записать как

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= Z_{11} + A \cdot e^{j\Phi} \cdot Z_{12} \\ Z_2 &= Z_{22} + \frac{1}{A \cdot e^{j\Phi}} Z_{12} \end{aligned} \right\}. \quad (3.17)$$

Таким образом, если заданы относительные размеры вибраторов  $2l/\lambda$ ,

относительные расстояния между ними  $d/\lambda$  ( $h/\lambda$ ), длина волны  $\lambda$ , амплитудно-фазовое распределение токов между ними, то относительно легко определяются их полные входные сопротивления в системе вибраторов.

Те же рассуждения применимы и к системе из двух вибраторов, в которой один вибратор активный, а другой пассивный. Если активный вибратор обозначить индексом "1", а пассивный – индексом "2", то входное сопротивление активного вибратора в присутствии пассивного определяется выражением:

$$Z_1 = Z_{11} + \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} Z_{12} = Z_{11} + A \cdot e^{j\Phi} \cdot Z_{12}. \quad (3.18)$$

Ток  $\dot{I}_2$  в пассивном вибраторе образуется за счет наведенной в нем ЭДС полем активного. Если ток в активном вибраторе  $\dot{I}_1$  считается известным, то ток пассивного вибратора определяется выражением:  $\dot{I}_2 = -\dot{I}_1 \frac{Z_{12}}{Z_{11}}$ ,

а АФР равно  $A \cdot e^{j\Phi} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = -\frac{Z_{21}}{Z_{22}}$ .

Тогда полное сопротивление активного вибратора

$$Z_1 = Z_{11} - \frac{Z_{21}}{Z_{22}} Z_{12} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}}. \quad (3.19)$$

Если антенная система состоит не из двух, а из  $N$  вибраторов, то полное входное сопротивление каждого из них может быть получено суммированием собственного и всех вносимых сопротивлений на основе заданного амплитудно-фазового распределения:

$$Z_1 = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_k} Z_{kn}, \quad (3.20)$$

где  $n$  - порядковый номер вибратора,  $n=0,1,\dots,N-1$ ;  $k$  - номер вибратора, у которого определяется входное сопротивление.

Очевидно, что при настройке вибратора в резонанс на заданной длине волны его укорочение должно рассчитываться с учетом вносимого сопротивления:

$$X_{вх} = 42,5 - \rho_A \cdot ctg kl + X_{внос}. \quad (3.21)$$

В этом случае необходимо найти такое  $l = \frac{\lambda}{4} - \Delta$ , чтобы  $X_{ex}=0$ .

Таким образом, применение системы из активного и пассивного вибраторов позволяет улучшить характеристики направленности вибраторной антенны. Однако полуволновой вибратор с рефлектором или директором все еще слабо направлен. Максимальный коэффициент направленного действия такой системы составляет  $D_{\max} = 4...6$ .

### 3.1.4. Директорная антенна. Основные характеристики

Директорная антенна, или антенна типа "волновой канал", представляет собой дальнейшее развитие системы "активный вибратор - пассивный вибратор" с целью сужения диаграммы направленности и повышения КНД.

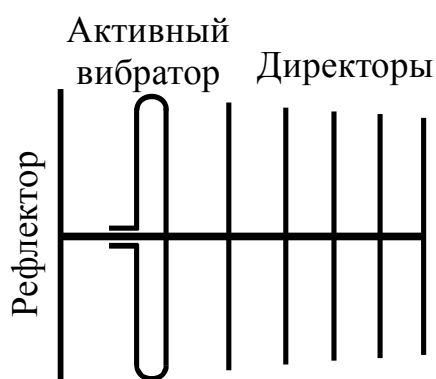


Рис. 3.10

Антенна применяется в диапазоне волн от 30 см до 4...5 метров. Ее устройство показано на рис. 3.10.

На стреле крепится активный вибратор (обычно петлевой вибратор Пистелькорса) и ряд пассивных вибраторов. Один из них является рефлектором. Установка более од-

ного рефлектора нецелесообразна, так как поле за ним слабое. Рефлектор располагается на расстоянии  $(0,15...0,25)\lambda$  от активного вибратора. Число директоров зависит от требуемых направленных свойств антенны, но обычно не превышает 10...12. Расстояние между ними выбирается в пределах  $(0,1...0,35)\lambda$ . Длина рефлектора обычно составляет  $(0,48...0,52)\lambda$ , а директоров -  $(0,4...0,48)\lambda$ . Директоры возбуждаются волной, распространяющейся вдоль оси, образуя своеобразный "волновой канал". Для более точного поддержания требуемых фазовых соотношений полей от соседних вибраторов часто используются конструкции антенн, в которых размеры директоров уменьшаются по мере удаления от активного вибратора (см. разд. 2).

В зависимости от количества директоров в рассмотренных антеннах можно получить коэффициент направленного действия в пределах 10...40. Ориентировочная зависимость ширины диаграммы направленности директорной антенны от ее электрической длины приведена на рис. 3.11. Из рисун-

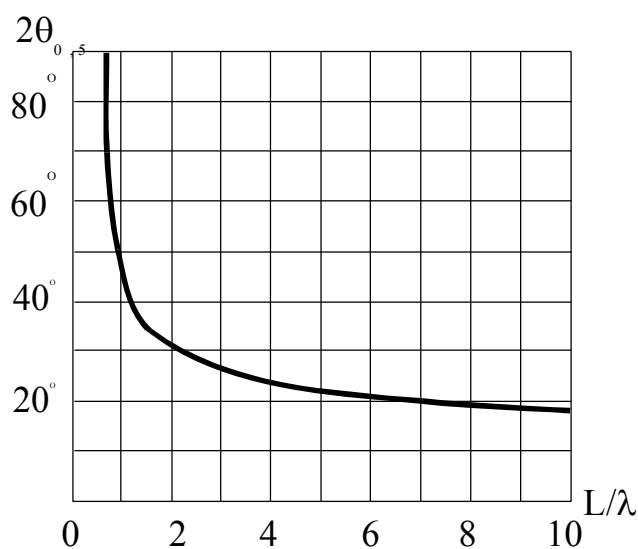


Рис. 3.11

но рассчитать, исходя из заданной ширины ДН, по графику, представленному на рис. 3.11, с учетом обычно используемых расстояний между директорами.

### 3.1.5. Сложные директорные антенны

Для увеличения КНД и получения специальной формы диаграммы направленности применяют несколько директорных антенн, скомпонованных в определенные системы.

Широкое применение нашли многоканальные одноэтажные и двухэтажные антенны (рис. 3.12). Многоканальные одноэтажные антенны при синфазном питании каналов позволяют получить диаграммы направленности, узкие в горизонтальной плоскости и широкие в вертикальной

Система из четырех каналов с горизонтально расположенными вибраторами и относительным расстоянием между каналами  $d'/\lambda = 1,3$  обеспечивает получение ДН с шириной  $10...15^\circ$ .

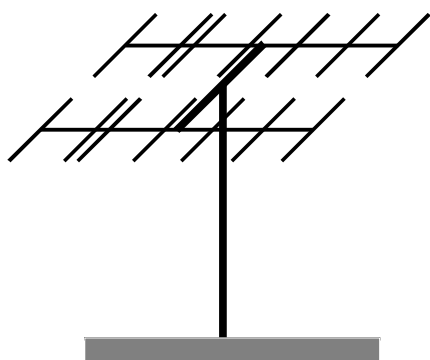


Рис. 3.12

ка видно, что ширина ДН находится в пределах  $50...18$  град.

С удлинением антенны ширина диаграммы направленности уменьшается все слабее. Это объясняется тем, что амплитуда тока, возбуждаемого в вибраторах, спадает к концу антенны. Поэтому применять очень большое число вибраторов (больше 12 директоров) не имеет смысла. Число вибраторов мож-

Диаграмма направленности в вертикальной плоскости определяется тремя множителями:

множителем системы полуволновых вибраторов  $f_k(\theta_\varepsilon)$ , т.е. диаграммой направленности одного волнового канала с изотропными излучателями;

множителем системы волно-

вых каналов  $\dot{f}_{ck}(\theta_\varepsilon)$ , если число каналов в этой плоскости больше одного;

множителем земли, учитывающим зеркальное отражение радиоволн от земли  $\dot{f}_3(\theta_\varepsilon)$ .

Поэтому в вертикальной плоскости  $\dot{f}(\theta_\varepsilon) = \dot{f}_k(\theta_\varepsilon) \cdot \dot{f}_{ck}(\theta_\varepsilon) \cdot \dot{f}_3(\theta_\varepsilon)$ .

Для учета влияния земли в систему необходимо добавить столько же вертикальных каналов с противофазным питанием. Ориентировочная форма диаграммы направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях приведена на рис. 3.13, *a* и *б* соответственно.

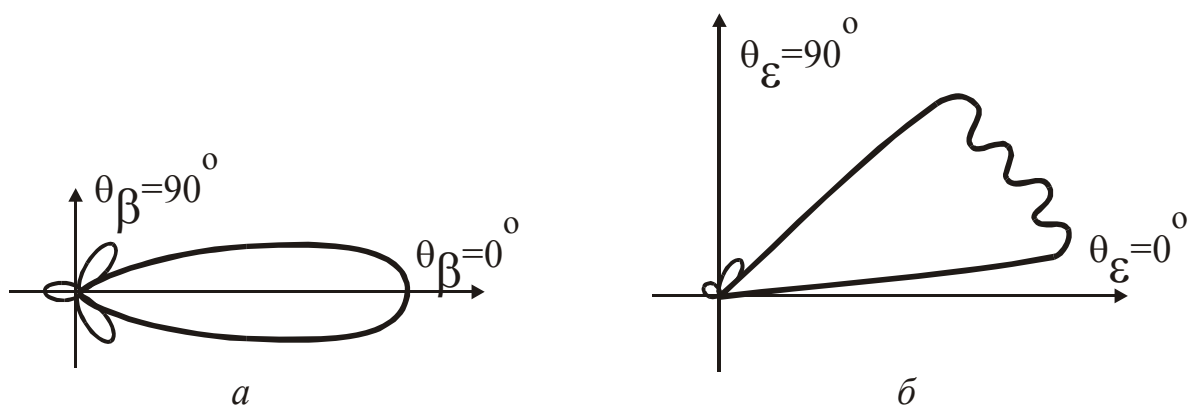


Рис. 3.13

К достоинствам директорных антенн относится простота конструкции, простота питания, высокий КПД, небольшой вес. Как недостатки следует отметить относительно большой уровень боковых лепестков, сложность подбора длин вибраторов и расстояний между ними, узкополосность  $\Delta f = (0,03 \dots 0,05) f_0$ .

### 3.1.6. Способы расширения полосы пропускания симметричного вибратора

Для настроенного на частоту  $f_0$  полуволнового вибратора относительная полоса пропускания определяется по формуле:

$$\frac{\Delta F}{f_0} = \frac{4R_{вх}}{\pi\rho_A}. \quad (3.22)$$

Из этого выражения следует, что широкую полосу пропускания имеют вибраторные антенны с большим входным и малым волновым сопротивлениями. В связи с этим чаще всего используют два метода расширения полосы

пропускания вибратора – уменьшение  $\rho_A$  и увеличение  $R_{ex}$ .

Для рассмотрения способа уменьшения  $\rho_A$  воспользуемся выражением для волнового сопротивления вибратора:

$$\rho_A = 120 \left( \ln \frac{\lambda}{\pi \cdot a} - 0,577 \right), \quad (3.23)$$

где  $a$  – радиус проводника вибратора. Как видно из (3.23), для уменьшения  $\rho_A$  необходимо увеличивать поперечные размеры вибраторов. С этой целью плечи вибраторов выполняются в виде цилиндров, конусов и пластин (рис. 3.14).

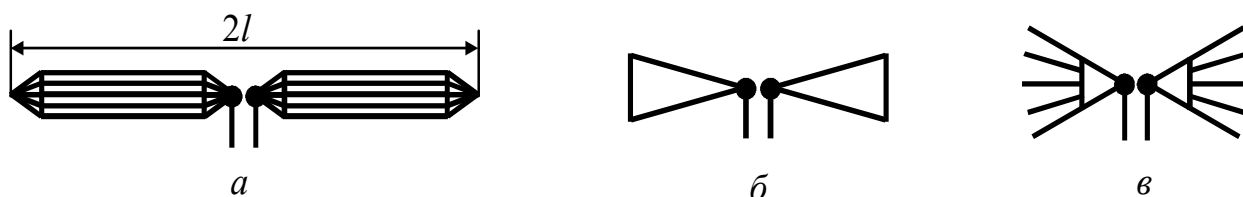


Рис. 3.14

Для уменьшения веса и снижения ветровых нагрузок цилиндры и пластины выполняются из отдельных тонких проводов или сеток. Полоса пропускания цилиндрических вибраторов достигает 50%, а плоских – 20...25%.

Для расширения полосы пропускания путем увеличения активного входного сопротивления Пистелькорс предложил петлевой вибратор (рис. 3.15), у которого входное сопротивление в несколько раз больше, чем у обычного вибратора. По существу, это активный и пассивный полуволновые вибраторы, соединенные своими концами в узлах тока. Расстояние  $d$  между вибраторами очень мало ( $d=0,02\lambda \dots 0,03\lambda$ ), поэтому их вносимые сопротивления почти равны собственным.

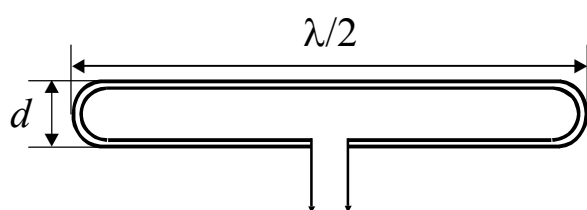


Рис. 3.15

В результате этого общее входное сопротивление петлевого вибратора  $R_{ex\ nem} \approx 4R_{ex} \approx 4 \cdot 73,1 \approx 300$  Ом. В общем случае при  $N$  параллельных вибраторах входное сопротивление

определяется как  $R_{ex\ nem} \approx N^2 R_{ex}$ .

### 3.1.7. Способы питания вибраторных антенн

Как известно, антенна соединяется с передатчиком или приемником с

помощью линии передачи высокочастотной энергии - фидерной линии (фидера). В качестве фидера используются двухпроводные линии, коаксиальные, круглые и прямоугольные волноводы. Все они могут представляться длинными линиями с распределенными параметрами. Наиболее целесообразным режимом работы фидера является режим бегущей волны, который устанавливается при согласовании входного сопротивления антенны  $Z_{ex}$  с волновым сопротивлением фидера  $\rho_\phi$ .

Входное сопротивление вибраторной антенны является комплексным. Его можно сделать чисто активным, регулируя длину  $2l$  активного вибратора. Однако величина  $R_{ex}$  не всегда совпадает с волновым сопротивлением фидера  $\rho_\phi$ , поэтому для их выравнивания применяют согласующие устройства.

Для двухпроводной линии самым распространенным является дельта-трансформатор (рис. 3.16). Он представляет собой устройство из двух расходящихся проводов,

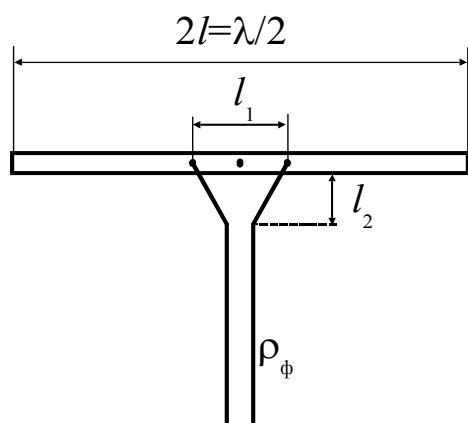


Рис. 3.16

включенное между сплошным вибратором (без зазора между плечами) и фидером.

Поскольку полуволновый вибратор можно представить в виде развернутого в стороны отрезка длинной линии, разомкнутой на одном конце и короткозамкнутой на другой, то его входное сопротивление зависит от положения точек подключения фидера. Таким

образом,  $R_{ex}$  регулируется величиной  $l_1$ . В свою очередь, волновое сопротивление фидера тоже изменяется при изменении расстояния  $l_2$ . Подбором этих величин можно добиться равенства  $R_{ex} = \rho_\phi$ .

На сверхвысоких частотах питание вибраторов осуществляется в основном коаксиальным фидером. Однако непосредственное подсоединение плеч вибратора к такому фидеру создает несимметричность питания (рис. 3.17). К одной клемме антенны подключается центральная жила, а к другой - наружная оболочка (оплетка) коаксиального кабеля. Ток, который течет по центральной жиле, целиком поступает в правое плечо. В левое плечо

поступает часть общего тока, поскольку другая часть ответвляется на наружную поверхность оболочки фидера.

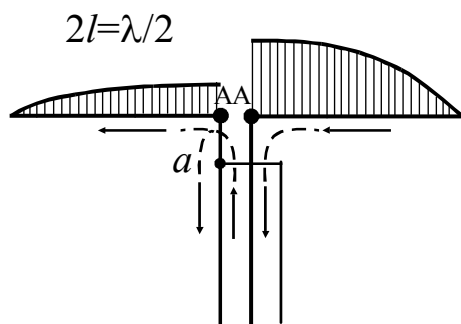


Рис. 3.17

В результате амплитуды токов в симметричных точках плеч вибратора оказываются различными. Вследствие асимметрии токов происходит искажение диаграммы направленности. Кроме того, из-за наличия тока на внешнем проводнике коаксиальной линии возникают паразитные излучения.

Для обеспечения симметрии распределения тока применяются различные симметрирующие устройства, которые либо запирают вход тока на наружную поверхность фидера, либо компенсируют этот ток, либо вообще исключают оболочку фидера из цепи питания вибратора.

Рассмотрим некоторые типы симметрирующих устройств.

*Четвертьволновый симметрирующий стакан.* Это цилиндр, радиус которого больше радиуса оболочки

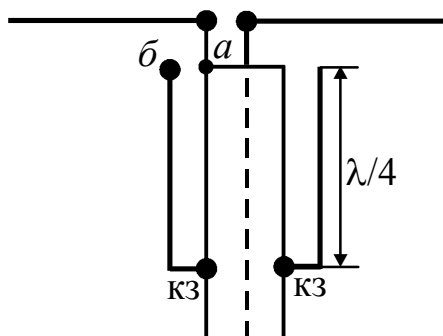


Рис. 3.18

которого больше радиуса оболочки (рис. 3.18). Внешняя поверхность фидера и внутренняя стакана представляют собой коаксиальную линию. Эта линия имеет длину  $l_{cm} = \frac{\lambda}{4}$  и короткозамкнута на конце. Входное сопротивление стакана  $Z_{вх\ cm} = \infty$ . Входное сопротивление между точками "а" и "б" оказывается очень большим и ток не может ответвляться на наружную оболочку фидера, что и обеспечивает симметрию питания

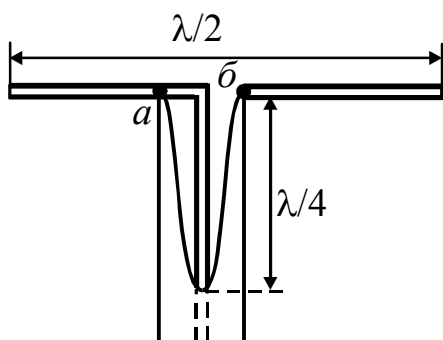


Рис. 3.19

*Щелевое симметрирующее устройство* (рис. 3.19). Внешний проводник коаксиального фидера разрезается на конце с двух сторон щелями длиной  $\lambda/4$ . В результате



образуется короткозамкнутый четвертьволновый отрезок двухпроводной линии. Обладая большим входным сопротивлением, он не позволяет токам ответвляться на внешнюю оболочку фидера. Поскольку сопротивление между точками "а" и "б" велико, то плечи вибратора на частоте излучения электрически развязаны, несмотря на гальваническую связь между ними. Края щелей обычно делают расширяющимися, чтобы обеспечивалось согласование волнового сопротивления фидера с входным сопротивлением вибратора.

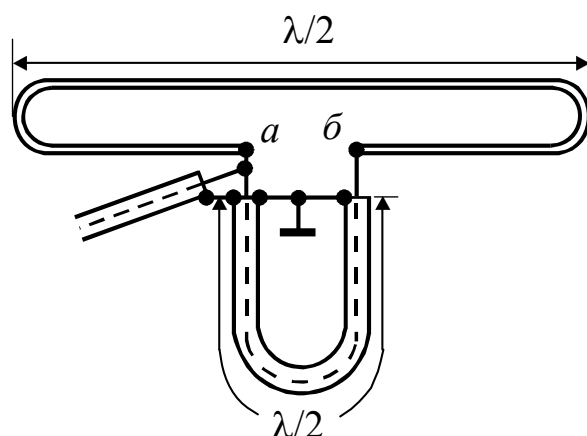


Рис. 3.20

*U-колени* (рис. 3.20). Это изогнутый коаксиальный фидер длиной  $\lambda/2$ , к внутреннему проводу которого подсоединяются плечи вибратора. Внешняя оболочка фидера для питания плеч не используется и заземляется. Напряжения и токи в точках "а" и "б" равны по величине и противоположны по фазе, что и требуется для симмет-

ричного питания антенны. Кроме симметрирования *U-колени* уменьшает входное сопротивление вибратора в 4 раза. В связи с этим его удобно применять для питания петлевого вибратора Пистелькорса, входное сопротивление которого составляет 300 Ом, стандартным фидером с  $\rho_{\phi}=75$  Ом.

## 3.2. Щелевые антенны

### 3.2.1. Типы щелевых антенн. Особенности их конструкции

Щелевая антенна представляет собой узкую щель, прорезанную в металлической поверхности экрана, оболочке резонатора или волновода. Ширина щели  $d \ll \lambda$ , длина обычно близка к половине волны. Щели прорезаются так, чтобы они пересекали линии поверхностного тока, текущего по внутренней стенке волновода или резонатора (рис. 3.21). Возможны различные положения щелей (см. рис. 3.21): поперечная (1), продольная (2), наклонная (3), и разнообразные их формы: прямолинейные, уголкового, гантельные, крестообразные (рис. 3.22).

Высокочастотный поверхностный ток, пересекая щель, индуцирует по ее краям переменные заряды (напряжение), а на обратной (наружной) сторо-

не поверхности возбуждаются токи. Электрическое поле в щели и токи на поверхности являются источниками излучения и формируют в пространстве

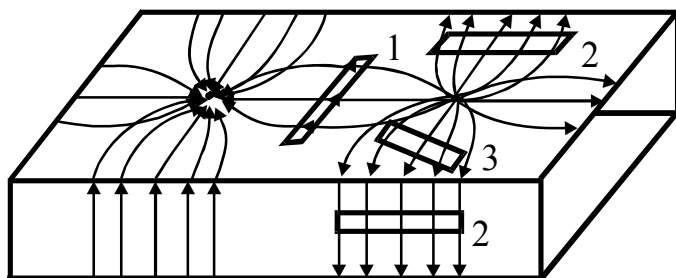


Рис. 3.21

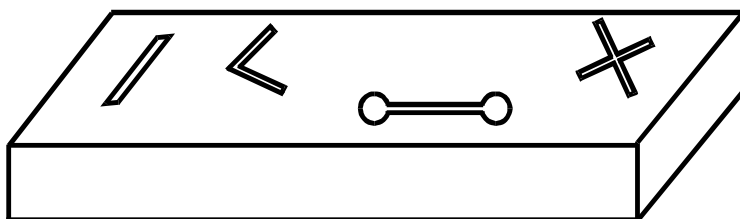


Рис. 3.22

электромагнитное поле.

Простейшими типами щелевых антенн являются экраны конечных размеров со щелью, резонаторно-щелевые и волноводно-щелевые антенны.

Возбуждение полуволновых щелей в экранах осуществляется в метровом диапазоне с помощью симметричной двухпроводной линии, а

а в дециметровом – с помощью коаксиальной линии передачи. При этом внешний проводник присоединяется к одной кромке щели, а внутренний – к другой. Для согласования линии передачи с антенной точку питания смещают от середины щели к ее краю. Такая антенна может излучать в обе полушеры. В сантиметровом диапазоне и прилегающей к нему части дециметрового диапазона применяют резонаторные и волноводно-щелевые антенны (см. рис. 3.21, 3.22). В коаксиальных волноводах возбуждаются только поперечные или наклонные щели, в прямоугольных возможны различные варианты размещения щелей (см. рис. 3.21).

Ширина щели оказывает влияние на активную и реактивную части входного сопротивления. Обе составляющие возрастают с увеличением ширины щели. Поэтому для компенсации  $X_{вх}$  надо уменьшать длину щели (укорачивать ее). Рост  $R_{вх}$  приводит к расширению полосы пропускания щелевой антенны. Обычно ширина щели  $d$  выбирается в диапазоне  $(0,03 \dots 0,15)\lambda$ . Для дополнительного расширения полосы пропускания применяют гантельные щели и специальные конструкции возбуждающих устройств.

Помимо диапазонности на выбор ширины щели влияет условие обеспечения электрической прочности. Концентрация электрических зарядов на кромках щели приводит к местным перенапряжениям и возникновению элек-

трического пробоя. Напряжение между кромками щели в пучности

$$U_{\text{щ max}} = E_{\text{щ max}} \cdot d, \quad (3.24)$$

где  $E_{\text{щ max}}$  - напряженность электрического поля в пучности. Принимая  $E_{\text{щ max}} = E_{\text{пр}}$  (напряженность пробоя, для сухого воздуха  $E_{\text{пр}} = 30 \text{ кВ/м}$ ), находим

$$d_{\text{min}} = U_{\text{щ max}} / E_{\text{пр}}. \quad (3.25)$$

На практике выбирают  $d \geq K_{\text{зап}} d_{\text{min}}$ , где  $K_{\text{зап}} = 2 \dots 4$  - коэффициент запаса.

Щели более сложной формы, чем прямоугольные, можно рассматривать как комбинации простых. Они используются для получения электромагнитных волн с требуемыми поляризационными свойствами. Например, крестообразная щель позволяет получить антенну с эллиптической и круговой поляризацией. Направление вращения зависит от направления смещения щели от оси широкой стенки волновода.

Щелевые антенны отличаются простотой конструкции, высокой надежностью и отсутствием выступающих частей, что позволяет использовать их в летательных аппаратах и наземных антенных системах в качестве самостоятельных антенн, облучателей сложных антенных систем и элементов антенных решеток.

### 3.2.2. Одиночная щель. Принцип двойственности Пистелькорса

Рассмотрим характеристики и параметры так называемой идеальной щелевой антенны, т.е. одиночной щели, прорезанной в идеально проводящем плоском экране. Расчет поля такой антенны с помощью уравнений электродинамики представляет значительные трудности. Он существенно облегчается, если воспользоваться принципом двойственности, сформулированным Пистелькорсом в 1944 году. Этот принцип основан на известной из теории электромагнитного поля перестановочной двойственности уравнений Максвелла. Для щели эти уравнения имеют вид:

$$\text{rot} \vec{H}_{\text{щ}} = i\omega \varepsilon_0 \vec{E}_{\text{щ}}, \quad \text{rot} \vec{E}_{\text{щ}} = -i\omega \mu_0 \vec{H}_{\text{щ}}; \quad (3.26)$$

при граничных условиях:

$$\text{на экране} - E_{\tau} = 0, H_{\tau} \neq 0; \quad \text{на щели} - E_{\text{щ}} \neq 0, H_{\text{щ}} = 0, \quad (3.27)$$

где  $E_{\tau}$ ,  $H_{\tau}$  - касательные составляющие поля.

Если экран убрать, а щель заменить идеальным плоским вибратором таких же размеров, как щель (рис. 3.23), и с таким же распределением тока, как распределение напряжения вдоль щели (эквивалентным вибратором, вырезанным из экрана для получения щели), то поле, излучаемое им, также бу-

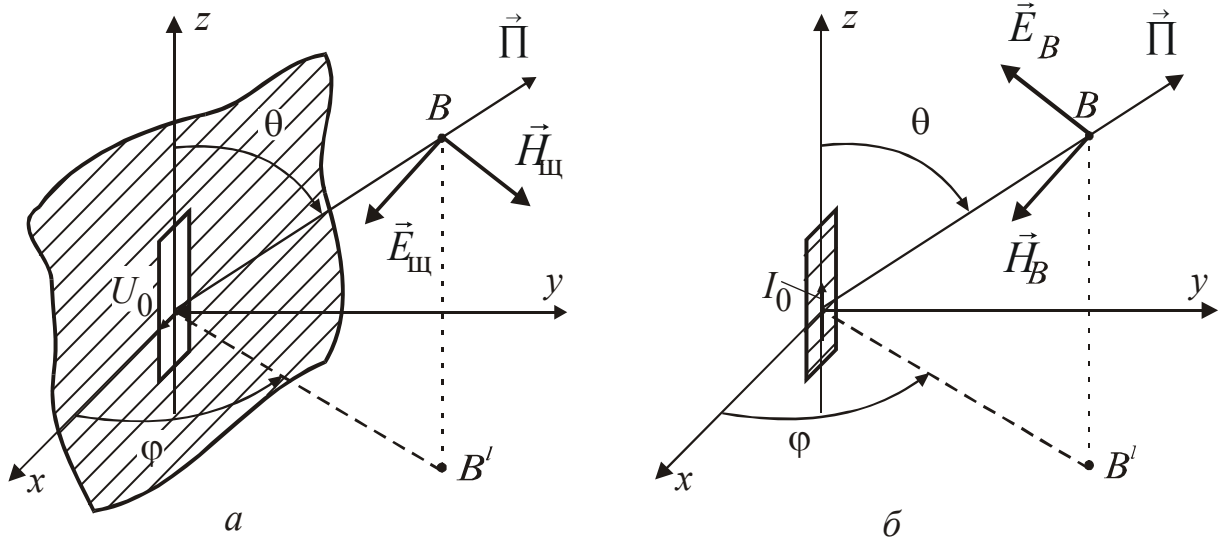


Рис. 3.23

дет удовлетворять уравнениям Максвелла

$$\text{rot}\vec{H}_B = i\omega\epsilon_0\vec{E}_B, \quad \text{rot}\vec{E}_B = -i\omega\mu_0\vec{H}_B, \quad (3.28)$$

но уже при других граничных условиях:

$$\text{на месте экрана} - E_\tau \neq 0, H_\tau = 0; \quad \text{на вибраторе} - E_{\tau B} = 0, H_{\tau B} \neq 0. \quad (3.29)$$

Сравнивая граничные условия щели (3.27) и эквивалентного вибратора (3.29), можно убедиться, что структуры электрического поля вблизи щели и магнитного поля вблизи вибратора совпадают. Граничные условия для эквивалентного вибратора получаются из граничных условий для щели путем перестановки  $E \leftrightarrow H$ . С учетом вышеизложенного для полного поля во всем пространстве можно записать:

$$\vec{E}_{щ} = C_1\vec{H}_B, \quad \vec{H}_{щ} = C_2\vec{E}_B, \quad (3.30)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – постоянные коэффициенты.

На практике обычно используют полуволновые щели. При этом независимо от способа возбуждения амплитуда электрического поля в щели максимальна в центре и спадает к краям, т.е. соответствует закону распределения тока в полуволновом вибраторе. Для узкой щели (тонкого вибратора) граничные условия, а значит, и постоянные коэффициенты можно выразить че-

рез напряжение в центре щели  $U_0$  и ток в центре вибратора  $I_0$  (см. рис. 3.23):

$$E_{щ} = \frac{U_0}{d}, \quad H_B = \frac{I_0}{2d}, \quad \text{откуда } C_1 = \frac{2U_0}{I_0}. \quad (3.31)$$

Тогда первое выражение в (3.31) переписывается в виде:

$$\vec{E}_{щ} = \frac{2U_0}{I_0} \vec{H}_B. \quad (3.32)$$

Таким образом, принцип двойственности применительно к щелевым антеннам формулируется так: электрическое поле щелевой антенны с точностью до постоянного множителя совпадает с магнитным полем дополнительного вибратора таких же размеров, как щель, и с таким же амплитудным распределением.

Это означает, что ЭМП щели и эквивалентного вибратора отличаются между собой только поворотом на  $90^\circ$  соответствующих векторов  $\vec{E}_{щ}$  и  $\vec{E}_B$ ,  $\vec{H}_{щ}$  и  $\vec{H}_B$ .

Применяя принцип двойственности, можно записать для диаграмм направленности:

$$\begin{aligned} F_{щ}(\theta)_H &= F_B(\theta)_E; \\ F_{щ}(\theta)_E &= F_B(\theta)_H, \end{aligned} \quad (3.33)$$

где  $F_{щ}(\theta)_H$ ,  $F_{щ}(\theta)_E$  - нормированные ДН щели в плоскостях Н и Е соответственно;  $F_B(\theta)_H$ ,  $F_B(\theta)_E$  - соответствующие нормированные ДН полуволнового вибратора.

При отсчете угла  $\theta$  от нормали к плоскости щели диаграмма направленности полуволновой щели запишется в соответствии с равенством (3.33) в виде:

$$F_{щ}(\theta)_H = \left| \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \right|, \quad F_{щ}(\theta)_E = 1. \quad (3.34)$$

Изображения ДН щели с двухсторонним излучением в плоскостях Н и Е представлены на рис. 3.24, а и 3.24, б соответственно.

В реальных конструкциях щели прорезаются в прямоугольных и ци-

линдрических экрана конечных размеров. На поверхности экрана возбуждаются токи, которые искажают расчетную диаграмму направленности. Размеры экрана существенно влияют на форму ДН, и их подбором можно корректировать диаграмму в обеих плоскостях.

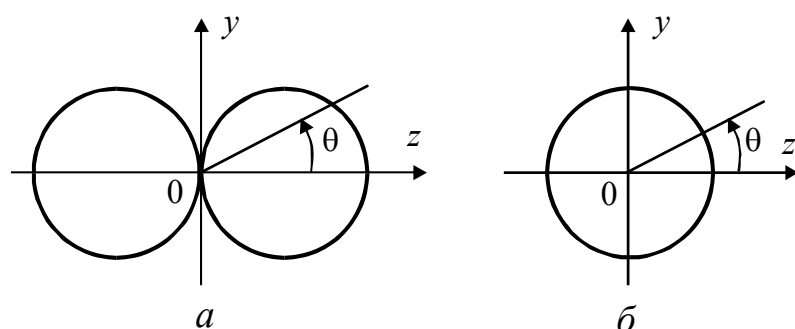


Рис. 3.24

Входное сопротивление щели, так же как и вибратора, носит комплексный характер и зависит от ее размеров (длины  $2l$  и ширины  $d$ ). Величины  $R_{щ\text{ вх}}$  и  $X_{щ\text{ вх}}$  подсчитаны для разных значений  $l/\lambda$  и приводятся в виде графиков в справочной и учебной литературе. Реактивная составляющая щели носит емкостной характер. Настройка щели тем не менее производится также ее укорочением. Величина укорочения подсчитывается по формуле:

$$\frac{\Delta}{2l} = \frac{42,5}{\rho_A} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{0,225}{\ln(2\lambda/\pi d)}. \quad (3.35)$$

Как следует из (3.35), более широкие щели укорачиваются на большую величину.

Входное сопротивление щели связано со входным сопротивлением дополняющего ее вибратора. Эту связь удобнее выражать через комплексную входную проводимость щели:

$$Y_{щ\text{ вх}} = \frac{Z_{вх\text{ в}}}{(60\pi)^2}. \quad (3.36)$$

Таким образом, входная проводимость щели определяется выражением:

$$Y_{щ\text{ вх}} = \frac{1}{(60\pi)^2} [R_{вх} + j(42,5 - \rho_A \cdot \text{ctg} kl)], \quad (3.37)$$

где  $\rho_A = 120 \left( \ln \frac{4\lambda}{\pi \cdot d} - 0,577 \right)$  - волновое сопротивление щели.

Комплексная входная проводимость полуволновой щели

$$Y_{вхщ} = \frac{Z_{вхв}}{(60\pi)^2} = \frac{73,1 + j42,5}{(60\pi)^2} = 0,002 + j0,0012 \text{ [сим]}. \quad (3.38)$$

### 3.2.3. Волноводно-щелевые антенны

Одиночная щель имеет слабовыраженные направленные свойства. Для получения узких диаграмм направленности и увеличения КНД применяют многощелевые антенны. Наиболее важным типом таких антенн являются волноводно-щелевые антенны, представляющие собой систему полуволновых щелей, прорезанных в стенке волновода. Чаще всего используются прямоугольные волноводы с волной  $H_{10}$ . На рис. 3.25 показаны линии поверхностных токов этой волны.

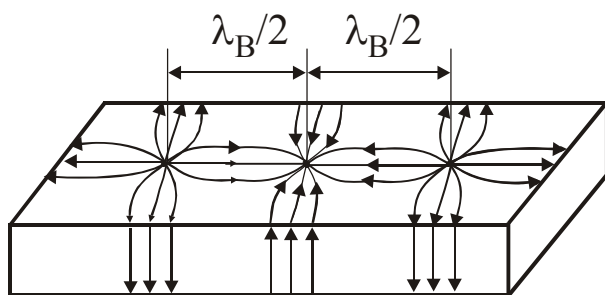


Рис. 3.25

По особенностям возбуждения различают две основных группы волноводно-щелевых антенн: резонансные и нерезонансные.

Резонансные - антенны, у которых расстояния между щелями и их расположение обеспечивают синфазность возбуждения щелей (рис. 3.26).

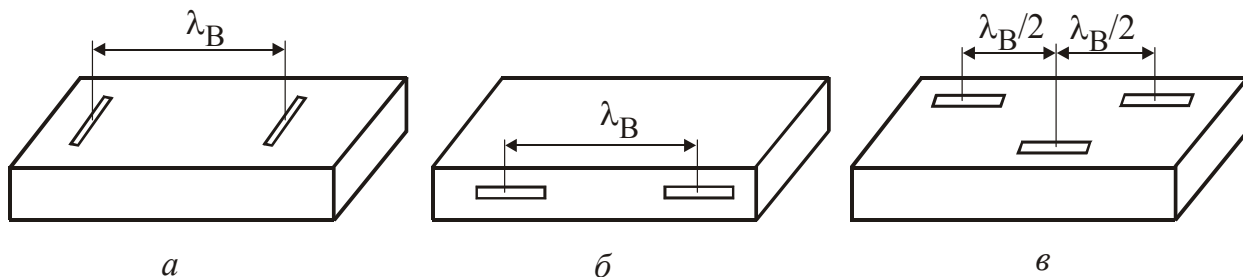


Рис. 3.26

При поперечных щелях на широкой стенке (см. рис. 3.26, а) или продольных щелях на узкой стенке (см. рис. 3.26, б) расстояние между соседними щелями равно длине волны в волноводе  $\lambda_B$ . Указанный способ питания щелей получил название  $2\pi$ -способа, так как в этом случае разность фаз токов в соседних щелях равна  $2\pi$ . Другим способом питания является  $\pi$ -способ. Расстояние между щелями в этом случае выбирается равным  $\lambda_B/2$ , что обеспечивает разность фаз  $\pi$  (см. рис. 3.26, в). Дополнительный фазовый сдвиг  $\pi$  в

соседних щелях достигается их размещением на широкой стенке волновода в шахматном порядке. Из рис. 3.25 видно, что поперечная составляющая поверхностного тока меняет свое направление при переходе средней линии широкой стенки волновода. Данный способ питания антенны удобен тем, что он обеспечивает синфазность при меньшем расстоянии между щелями, что важно для обеспечения единственности главного лепестка диаграммы направленности.

Главный максимум ДН резонансных антенн перпендикулярен оси волновода.

Резонансные антенны обычно работают в режиме стоячей волны, для обеспечения которого в конце волновода устанавливается короткозамыкающий поршень (рис. 3.27). Положение поршня регулируется так, чтобы щель находилась в пучности той составляющей тока, которой она возбуждается.

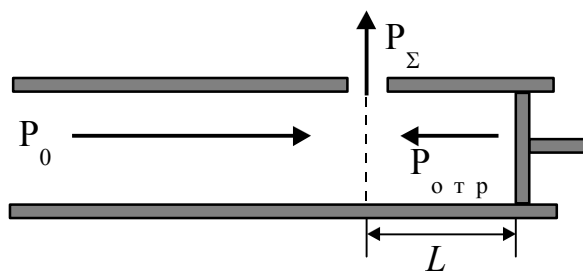


Рис. 3.27

Пучности поперечного тока проводимости удалены от короткозамкнутого конца волновода на расстояния

$$L = (2n - 1) \lambda_b / 4, \quad (3.39)$$

где  $n=1,2,\dots$

Очевидно, что при изменении частоты сигнала положение пучностей вдоль волновода меняется. При этом нарушается не только режим оптимального питания щелей, но и условие их синфазности, что ведет к искажению ДН антенны. Кроме того, синфазные волноводно-щелевые антенны являются резонансными как по размерам щелей, так и по расстоянию между ними. Требуется тщательное согласование каждой щели на резонансной частоте, так как в случае рассогласования отражения от каждой щели в волноводе складываются в фазе, и КСВ в питающем волноводе резко возрастает. Недостатком резонансных антенн является также их узкополосность: режим хорошего согласования и синфазность возбуждения сохраняются в полосе частот, не превышающей несколько процентов.

Несинфазное питание щелей осуществляется при условиях, когда расстояние между их серединами больше или меньше, чем  $\lambda_B$  или  $\lambda_B/2$ . При этом фазовый сдвиг между соседними щелями составит



$$\Phi = \pi \left( \frac{2L_{щ}}{\lambda_B} - 1 \right), \quad (3.40)$$

где  $L_{щ}$  – расстояние между серединами соседних щелей.

Нерезонансные антенны позволяют реализовать электрическое качание луча путем изменения величины фазового сдвига  $\Phi$  за счет варьирования частоты питания антенны. Возбуждение щелей обычно осуществляется бегущей волной. Для этого на конце волновода устанавливают согласованную поглощающую нагрузку (рис. 3.28). Нерезонансные антенны более диапазон-

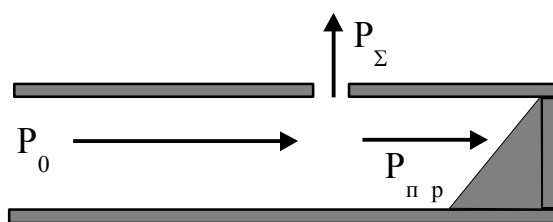


Рис. 3.28

ные, чем резонансные; у них меньше КСВ и поэтому лучше согласование генератора и антенны в заданном диапазоне частот.

Диаграмма направленнос-

ти многощелевой антенны может быть рассчитана на основе применения правила Бонч-Бруевича:

$$f(\theta) = f_0(\theta) \cdot f_{сист}(\theta),$$

где  $f_0(\theta)$  - диаграмма направленности одиночной щели;  $f_{сист}(\theta)$  - множитель системы.

ДН одиночной щели можно принять такой же, как у полуволнового вибратора:  $F_0(\theta)_H = \left[ \cos\left(\frac{\pi}{2} \sin\theta\right) \right] / \cos\theta$ . В основном диаграмма направленности в плоскости, проходящей через продольную ось волновода перпендикулярно его широким стенкам (рис. 3.26), определяется множителем решетки, который при равномерном амплитудном распределении рассчитывается по известной формуле:

$$F_{сист}(\theta)_H = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{N \sin \frac{\psi}{2}}, \quad (3.41)$$

где  $\psi = kd \sin\theta - \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda_B}{2} \sin\theta - \alpha$ ,  $d$  – расстояние между щелями;  $\alpha$  -

фазовый сдвиг между ними;  $\theta$  - угол, отсчитываемый от нормали к щели;  $N$  - количество щелей.

ДН антенны в плоскости, перпендикулярной оси волновода, определяется диаграммой одиночной щели в этой плоскости.

Максимальный коэффициент направленного действия волноводно-щелевой антенны в инженерной практике определяют по приближенной формуле:

$$D_{\max} \approx 3,2 \cdot N, \quad (3.42)$$

где  $N$  – число щелей.

### 3.3. Антенны бегущей волны

#### 3.3.1. Устройство и принцип действия антенн бегущей волны

К антеннам бегущей (поверхностной) волны (АБВ) относятся антенны, в излучающей системе которых распространяется замедленная ( $v_{\text{ф}} \leq c$ ) электромагнитная волна. Теоретические принципы функционирования таких систем были рассмотрены в п. 2.7.3. В конструктивном отношении любая АБВ состоит из возбuditеля 1 и направителя 2 (рис. 3.29).

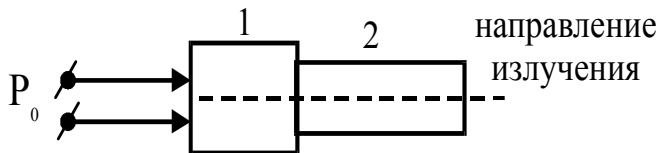


Рис. 3.29

В качестве возбuditеля, предназначенного для преобразования волны, распространяющейся в питающем антенну фидере, в замедленную волну направителя, используются различные

слабонаправленные излучатели (вибраторные, щелевые, волноводно-рупорные).

Направителями АБВ являются разнообразные замедляющие системы. Они обладают тем общим свойством, что фазовая скорость распространения электромагнитной волны  $v_{\text{ф}}$  в направителе равна, а чаще – меньше скорости света  $c$ . Отношение  $c/v_{\text{ф}}$  называется коэффициентом замедления -  $K_3$  (см. п. 2.7.3). Известно, что если ЭМВ выходит из направителя под углом к его оси, то она, благодаря разнице скоростей распространения, как бы прижимается к границе замедляющей среды и распространяется вдоль ее поверхности. Поэтому АБВ часто называют антенной поверхностной волны. Такая антенна обладает односторонней направленностью, совпадающей с продольной осью

открытого конца направителя. Замедление фазовой скорости в направителе может быть получено двумя способами:

1) заполнение направителя диэлектриком, у которого диэлектрическая и магнитная проницаемости  $\varepsilon$  и  $\mu$  обеспечивают меньшую скорость волны, чем в свободном пространстве, на основании известной зависимости:

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}; \quad (3.43)$$

2) увеличение геометрической длины пути, проходимого электромагнитной волной по границе раздела направителя и свободного пространства.

В соответствии с этими основными способами замедления различают два основных типа АБВ:

с гладкой замедляющей структурой (рис. 3.30, *а*);

с периодической замедляющей структурой (см. рис. 3.30, *б*, *в*).

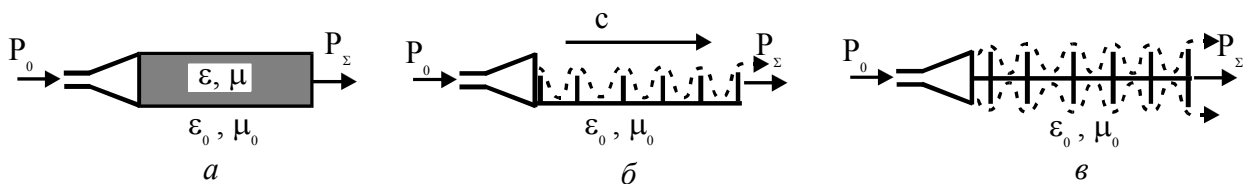


Рис. 3.30

В первом случае замедление ЭМВ создается диэлектриком, у которого  $\varepsilon > \varepsilon_0$  и  $\mu > \mu_0$ . Во втором случае диэлектрик отсутствует, но набор металлических пластин, штырьков или дисков удлиняет путь поверхностного тока, и скорость переноса электромагнитной энергии над замедляющей поверхностью  $c$  оказывается больше, чем на самой поверхности ( $v_{\phi}$ ).

Кроме того, антенны бегущей волны классифицируются по разнообразным геометрическим формам направителей, которые, однако, не меняют принципа замедления волны.

### 3.3.2. Спиральные антенны

Направителями спиральных антенн являются проволочные цилиндрические спирали, возбуждаемые с помощью коаксиальных линий передач (рис. 3.31). Один конец спирали свободен, а другой соединен с внутренним проводником коаксиального фидера, внешний проводник которого подключен к экрану, ослабляющему обратное излучение.

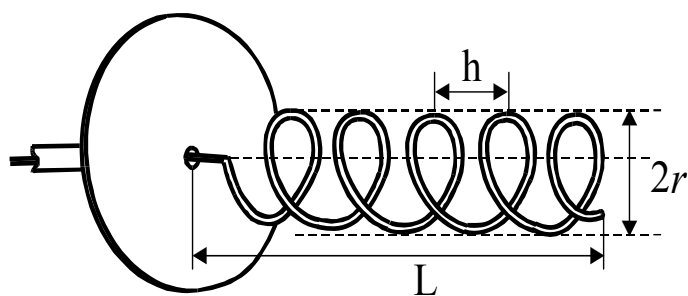


Рис. 3.31

Спиральные антенны характеризуются следующими параметрами:  $L$  - осевая длина спирали;  $2r$  - диаметр;  $h$  - шаг намотки;  $N$  - число витков;  $l$  - длина витка.

В зависимости от отношения длины витка  $l$  к длине

волны тока  $\lambda_{np}$ , бегущей по проводу,  $(l/\lambda_{np})$  различают режимы работы антенны, которые принято обозначать буквой  $T$  с индексом -  $T_n$  ( $n$  указывает число длин волн тока, укладываемых вдоль длины витка  $l$ ).

Если  $l/\lambda_{np} \ll 1$  (режим  $T_0$ ), то антенна излучает максимально в направлении нормали к оси спирали (см. рис. 3.32, а). При  $l/\lambda_{np}=1$  (режим  $T_1$ ) антенна излучает максимально вдоль оси спирали (рис. 3.32, б). Это режим осевого излучения. При  $l/\lambda_{np}=2$  (режим  $T_2$ ) диаграмма направленности принимает

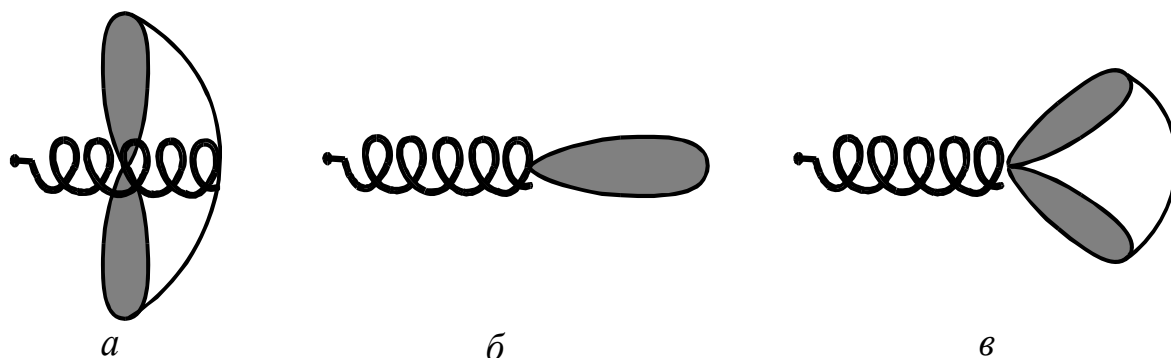


Рис. 3.32

ет воронкообразную форму (см. рис. 3.32, в). Рассмотрим более подробно режим  $T_1$ .

В этом случае длина одного витка  $l$  равна длине волны тока  $\lambda_{np}$  (вдоль витка укладывается один период колебаний), поэтому диаметр спирали  $2r$  определяется формулой:  $2r = \lambda_{np} / \pi$ . Шаг спирали  $h$  выбирается так, чтобы электромагнитная волна с длиной  $\lambda$ , распространяясь вдоль оси спирали, оказывалась синфазной с волной тока в спирали или чуть опережала ее. При этом  $v_{\phi} \approx c$  и  $K_3 \approx 1$ . Антенна излучает максимум энергии вдоль оси спирали. Обычно количество ее витков  $N$  не превышает 7 - 8. Поскольку коэффициент замедления близок к единице, то КНД и ширину главного лепестка ДН спи-

ральной антенны можно оценить с помощью соотношений (2.72), (2.73). Обычно ширина диаграммы направленности составляет примерно 30...40 град.

Несмотря на конструктивную простоту спиральной антенны, строгое теоретическое рассмотрение ее достаточно сложно. Существует ряд эмпирических формул, позволяющих связать ее конструктивные и радиотехнические характеристики. Так, ширина ДН по половинной мощности определяется выражением:

$$2\theta_{0,5}^{\circ} = \frac{52}{\frac{l}{\lambda} \sqrt{\frac{Nh}{\lambda}}}, \quad (3.44)$$

коэффициент направленного действия составляет

$$D_{\max} = 7,5 \cdot \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \cdot N \cdot \frac{h}{\lambda}, \quad (3.45)$$

а входное сопротивление -

$$R_{bx} = 140 \frac{l}{\lambda} [\text{ом}]. \quad (3.46)$$

Спиральные антенны обладают такими характерными особенностями, как круговая поляризация и диапазонность.

Свойство круговой поляризации можно пояснить на примере одного плоского витка спирали (рис. 3.33). Выделим в витке 4 элемента (1, 2, 3, 4).

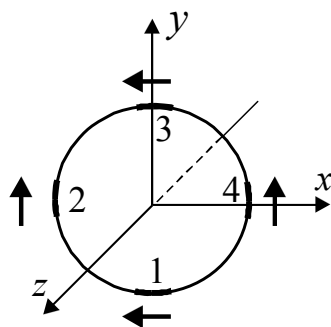


Рис. 3.33

Если учесть, что в проводе распространяется бегущая волна тока и длина витка  $l \approx \lambda_{np}$ , то мгновенные направления тока в элементах будут такими, как показано стрелками. Составляющие  $E_x$  и  $E_y$  поля имеют одинаковую амплитуду и сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ . Если рассматривать направление вектора  $\vec{E}$  через моменты,

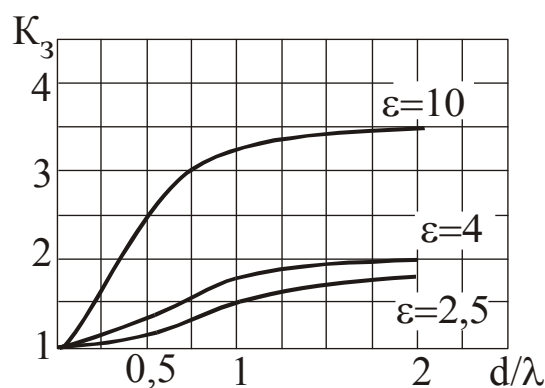
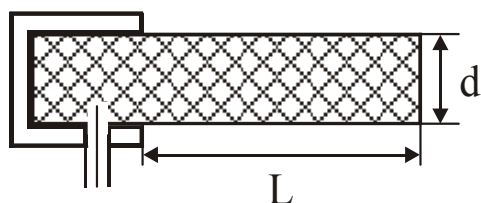
соответствующие сдвигу, то видно, что вектор вращается. Это означает, что поле, распространяющееся вдоль оси z, имеет круговую поляризацию. Направление вращения  $\vec{E}$  определяется направлением намотки витков спирали

(правая или левая). Принцип взаимности обуславливает, что такая антенна будет принимать волну с тем же направлением вращения плоскости поляризации, что и в режиме передачи. Таким образом, спиральная антенна обладает поляризационной селекцией. Если необходимо принимать поле с любым направлением вращения плоскости поляризации, то применяют две спирали встречной намотки.

Диапазонность спиральной антенны объясняется тем, что при варьировании частоты сигнала изменение  $\lambda_{np}$  почти пропорционально изменению  $\lambda$ , поэтому отношение  $\lambda/\lambda_{np}$  (а значит, и  $c/v_{\phi}$ ) изменяется слабо в довольно широком диапазоне частот. Коэффициент перекрытия  $f_{max}/f_{min}$  обычной спирали близок к 1,7. Несколько лучшей диапазонностью обладают конические и многозаходные спиральные антенны, для которых  $K_{\Pi}=2\dots3$ .

### 3.3.3. Диэлектрические стержневые антенны

Направителем рассматриваемой антенны является стержень (обычно круглого или прямоугольного поперечного сечения), выполненный из высококачественного диэлектрика (рис. 3.34). Возбуждение стержня осуществляется отрезком металлического волновода, имеющим ту же форму, что и стержень. Коэффициент замедления электромагнитной волны  $K_3$  в направителе определяется материалом диэлектрика (относительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ ) и его относительным поперечным размером  $d/\lambda$ . Пример-



ный вид зависимости  $K_3$  от  $\varepsilon$  и  $d/\lambda$  представлен на рис. 3.35. Анализ показывает, что для  $\varepsilon=2\dots5$  замедление, близкое к оптимальному, можно получить при  $d/\lambda=0,3\dots0,5$ . Продольный размер стержня  $L$  составляет несколько длин волн в свободном пространстве.

Для расчета ДН антенна рассматривается как линейная непрерывная система излучателей, представляющих собой бесконечно тонкие диски. Множитель системы определяется выражением:

$$f_{\text{сисм}}(\theta) = \frac{\sin[\pi L(\beta - \cos \theta) / \lambda]}{\pi L(\beta - \cos \theta) / \lambda}. \quad (3.47)$$

Что касается диаграммы направленности одиночного излучателя (диска диаметром  $d$ ), то он в  $E$ - и  $H$ -плоскостях имеет вид:

$$f_0(\theta)_E = \frac{J_1([\pi L \sin \theta] / \lambda)}{[\pi L \sin \theta] / \lambda}; \quad f_0(\theta)_H = \frac{J_1([\pi L \sin \theta] / \lambda)}{[\pi L \sin \theta] / \lambda} \cos \theta. \quad (3.48)$$

Диэлектрические антенны достаточно просты и удобны, но имеют заметные потери, снижающие коэффициент усиления антенны на (20...30)%. У таких антенн высок уровень бокового излучения, достигающий (30...40)% от главного лепестка по мощности. Для уменьшения уровня боковых лепестков стержням часто придают коническую форму. Плавное снижение поперечных размеров стержня увеличивает фазовую скорость волны в нем, постепенно приближая ее к скорости света в свободном пространстве. При этом уменьшаются отражения от конца антенны.

Диэлектрические стержневые антенны бегущей волны используются как самостоятельные приемопередающие антенны, а также в качестве элементов антенных решеток.

### 3.3.4. Импедансные антенны

К *импедансным* относятся такие антенны поверхностных волн, в которых применяются замедляющие структуры, основанные на реактивном поверхностном сопротивлении (импедансе) направителя. Обычно они используются в сантиметровом и дециметровом диапазонах. Наиболее характерные их типы - антенна с плоским направителем в виде слоя диэлектрика на металлической пластине и антенна с плоским ребристым металлическим направителем (см. рис. 3.30, б). Возбуждение импедансных антенн может осуществляться с помощью отрезков волноводов, рупоров, вибраторов и других слабонаправленных излучателей. Импедансная антенна с плоским диэлектрическим направителем (рис. 3.36) состоит из металлической пластины и расположенным на ней слоем идеального диэлектрика толщиной  $h$ . Электромагнитная волна, излученная рупором, частично распространяется над слоем диэлектрика (в воздухе) со скоростью  $c$ , частично - в диэлектрике. Совместное

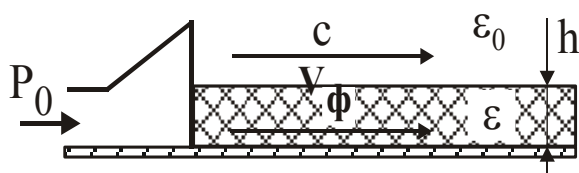


Рис. 3.36

(касательные к поверхности) составляющие электрического и магнитного полей сдвигаются по фазе относительно друг друга на  $90^\circ$ . Следовательно, поверхностное сопротивление (импеданс) носит реактивный характер. Волна имеет замедленную скорость распространения ( $v_\phi < c$ ) на границе раздела и как бы "прижимается" к направителю. Излучение происходит с торца направителя вдоль его продольной оси.

Антенна с плоской ребристой структурой не имеет диэлектрика, но металлические пластины (ребра), расположенные поперек направителя, и металлическая подложка образуют короткозамкнутые отрезки (канавки) (рис.

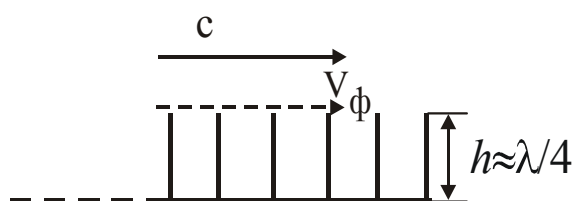


Рис. 3.37

3.37) длиной  $h \approx \frac{\lambda}{4}$ . Входной импеданс отрезков может быть индуктивным ( $h < \frac{\lambda}{4}$ ) или емкостным ( $h > \frac{\lambda}{4}$ ), т.е. поверхность раз-

дела направителя и воздуха имеет реактивное сопротивление, вызывающее замедление скорости распространения электромагнитной волны на границе "гребенка - воздух".

Фазовая скорость ЭМВ при этом определяется как  $v_\phi = c \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h\right)$ .

Регулируя высоту "гребенки"  $h$ , можно управлять замедленной фазовой скоростью и подобрать оптимальное значение коэффициента замедления. Физически замедление электромагнитной волны на поверхности направителя объясняется удлинением пути поверхностных токов и уменьшением фазовой скорости. Этим же объясняется и фазовый сдвиг между электрической и магнитной составляющими электромагнитного поля. Диапазонные свойства им-



педансных антенн обеспечивают коэффициент перекрытия  $K_{\Pi}=1,3\dots 1,5$ . Потери в АПВ, содержащих диэлектрик, больше, чем в гребенчатых антеннах, поэтому их применяют реже.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Марков Л.Н. и др. Антенные системы радиоэлектронной техники. М: Воениздат, 1993. 368 с.
2. Шифрин Я.С. Антенны. Учебное пособие. Харьков: ВИРТА ПВО, 1976. 407 с.
3. Антенные системы радиоэлектронных средств / Под ред. Г.В. Хохлова. М: Воениздат, 1978. 363 с.
4. Ловеров В.Н., Ямайкин В.Е. и др. Основы проектирования антенных устройств СВЧ / Под ред. А. В. Рунова. Минск: МВИЗРУ ПВО, 1970. ч.1. 545 с.
5. Ямайкин В.Е., Северьянов В.Ф., Кишкунов В.К., Рунов А.В. Антенные устройства. Минск: МВИЗРУ ПВО, 1965. 529 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН.....	5
1.1. Основные радиотехнические характеристики и параметры передающих антенн.....	5
1.1.1. Диаграмма направленности антенны.....	5
1.1.1.1. Амплитудная диаграмма направленности антенны.....	6
1.1.1.2. Фазовая диаграмма антенны.....	8
1.1.1.3. Поляризационная диаграмма антенны.....	10
1.1.2. Частотная характеристика антенны.....	11
1.1.3. Ширина диаграммы направленности.....	12
1.1.4. Уровень паразитных лепестков.....	12
1.1.5. Максимальный коэффициент направленного действия.....	12
1.1.6. Коэффициент полезного действия.....	14
1.1.7. Максимальный коэффициент усиления.....	14
1.1.8. Сопротивление излучения.....	14
1.1.9. Входное сопротивление антенны.....	14
1.1.10. Предельная мощность излучения антенны.....	15
1.2. Основные радиотехнические характеристики и параметры приемных антенн.....	15
1.2.1. Принцип взаимности.....	16
1.2.2. Связь параметров приемной антенны при ее работе на прием и передачу.....	17
1.2.3. Мощность, отдаваемая антенной в нагрузку.....	19
1.2.4. Эффективная площадь антенны.....	20
1.2.5. Коэффициент использования площади антенны.....	20
2. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ СИСТЕМ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ.....	23
2.1. Понятие о прямой и обратной задачах в теории антенн. Антенна как система излучателей.....	23
2.2. Основные типы элементарных излучателей.....	24
2.3. Результирующее поле системы одинаково ориентированных излучателей в дальней зоне.....	26
2.4. Правило перемножения диаграмм направленности.....	31
2.5. Множитель линейной системы излучателей и его свойства.....	32
2.5.1. Множитель дискретной линейной системы излучателей.....	32
2.5.2. Множитель линейной непрерывной системы излучателей.....	41
2.6. Влияние амплитудного распределения на множитель системы.....	45

2.7. Влияние фазового распределения на множитель системы.....	47
2.7.1. Виды фазовых распределений. Фазовые ошибки.....	47
2.7.2. Система с линейным фазовым распределением .....	49
2.7.3. Линейные системы с осевым излучением .....	52
2.7.4. Система с квадратичным и кубичным фазовым распределением .....	54
2.8. Множитель системы излучателей, расположенных на плоскости, и его свойства.....	55
2.8.1. Общая характеристика излучающего раскрыва .....	55
2.8.2. Прямоугольный раскрыв.....	59
2.8.3. Круглый раскрыв .....	61
2.8.4. КНД синфазного излучающего раскрыва.....	64
3. ВИБРАТОРНЫЕ И ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ, АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ .....	66
3.1. Вибраторные антенны .....	66
3.1.1. Характеристики и параметры линейного симметричного вibrатора.....	66
3.1.2. Система вибраторных излучателей.....	69
3.1.3. Входное сопротивление в многовибраторной антенне.....	72
3.1.4. Директорная антенна. Основные характеристики.....	75
3.1.5. Сложные директорные антенны.....	76
3.1.6. Способы расширения полосы пропускания симметричного вibrатора.....	77
3.1.7. Способы питания вибраторных антенн .....	78
3.2. Щелевые антенны .....	81
3.2.1. Типы щелевых антенн. Особенности их конструкции .....	81
3.2.2. Одиночная щель. Принцип двойственности Пистелькорса .....	83
3.2.3. Волноводно-щелевые антенны.....	87
3.3. Антенны бегущей волны .....	90
3.3.1. Устройство и принцип действия антенн бегущей волны .....	90
3.3.2. Спиральные антенны .....	91
3.3.3. Диэлектрические стержневые антенны .....	94
3.3.4. Импедансные антенны.....	95
ЛИТЕРАТУРА.....	98