



Кафедра конструирования  
и производства радиоаппаратуры

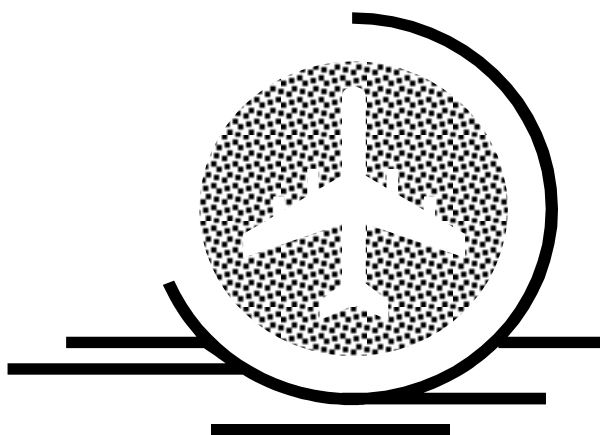
---

А.С. Шостак

# АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ

Часть 2. Антенны

Учебное пособие для студентов специальности 160905 –  
«Техническая эксплуатация транспортного  
радиооборудования»



ТОМСК 2010

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

А.С. Шостак

## **АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ**

Часть 2. Антенны

Учебное пособие для студентов специальности 160905 –  
«Техническая эксплуатация транспортного  
радиооборудования»

**Рецензент:** профессор кафедры КИПР ТУСУР, д.т.н. Татаринов В.Н.

**Технический редактор:** доцент кафедры КИПР ТУСУР, к.т.н. Озеркин Д.В.

**Шостак А.С.**

Антенны и устройства СВЧ. Часть 2. Антенны: Учебное пособие. - Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2012.-168с.

Учебное пособие соответствует программе курса «Антенны и устройства СВЧ» для студентов, обучающихся по специальности 160905 - «Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования».

Рассмотрены основные разделы теории и техники антенн – фидерных устройств, изложены основы теории линий передач и представлены различные устройства СВЧ с использованием матричного исчисления их внешних характеристик. Рассмотрены вопросы построения и расчета различных типов антенн и антенных решеток, особое внимание уделено антеннам СВЧ

© Шостак А.С., 2012

© Кафедра КИПР Томского  
государственного университета систем  
управления и радиоэлектроники, 2012

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>СОДЕРЖАНИЕ .....</b>	<b>3</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ .....</b>	<b>6</b>
<b>1 ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И НАПРАВЛЕННОСТЬ ДЕЙСТВИЯ АНТЕНН .....</b>	<b>8</b>
1.1 Электродинамические основы теории антенн .....	8
1.2 Векторная комплексная диаграмма направленности антенны.	13
1.3 Коэффициенты направленного действия и усиления антенны	22
1.4 Сопротивление излучения, коэффициент полезного действия и входной импеданс антенны .....	26
1.5 Рабочая полоса частот и предельная мощность антенны .....	28
<b>2 СИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР .....</b>	<b>29</b>
2.1 Постановка и строгое решение задачи о распределении тока на вибраторе.....	29
2.2 Приближенная теория вибратора .....	32
2.3 Поле излучения симметричного вибратора и его диаграмма направленности.....	36
2.4 Сопротивление излучения, действующая высота и входное сопротивление вибратора .....	41
2.5 Сравнительный анализ строгой и приближенной теорий вибратора.....	46
<b>3 АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ .....</b>	<b>48</b>
3.1 Антенные решетки и классификация .....	48
3.2 Методы расчета характеристик антенных решеток .....	52
3.3 Излучение линейной синфазной антенны .....	53
3.4 Излучение плоской и пространственной синфазных решеток.	59
3.5 Решетка с линейным набегом фазы. Антенны с электрическим сканированием .....	61
3.6 Расчет антенных решеток радиосистем .....	64
3.7 Взаимодействие излучателей в решетке и диаграмма направленности излучателя. Метод наведенных ЭДС.....	66

3.8	Расчет входных сопротивлений излучателей с учетом взаимодействия.....	69
3.9	Расчет характеристик антенн с директором и рефлектором. Антенна типа «волновой канал».....	72
3.10	Антенны бегущей волны и ДН линейной антенны .....	76
<b>4</b>	<b>АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ ПРИЕМА.....</b>	<b>78</b>
4.1	Параметры и характеристики приемных антенн .....	78
4.2	Применение принципа взаимности к изучению свойств приемных антенн.....	80
4.3	Антенна как пассивный рассеиватель.....	85
4.4	Параметры электромагнитной совместимости антенн .....	86
<b>5</b>	<b>СЛАБОНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ.....</b>	<b>89</b>
5.1	Характеристики антенн с учетом влияния проводящей земной поверхности или летательного аппарата. Метод зеркальных изображений.....	89
5.2	Диаграммы направленности антенны с учетом влияния земли. Несимметричный вибратор .....	91
5.3	Особенности расчета бортовых слабонаправленных антенн ...	96
5.4	Щелевой вибратор. Применение принципа двойственности для определения основных характеристик.....	98
5.5	Полосковые и микрополосковые (печатные) антенны.....	102
5.6	Активные слабонаправленные антенны .....	106
5.7	Сверхширокополосные антенны .....	110
<b>6</b>	<b>ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН СВЧ.....</b>	<b>114</b>
6.1	Классификация антенн СВЧ.....	114
6.2	Строгая и приближенная теории антенн СВЧ. Внутренняя и внешняя задачи теории антенн СВЧ .....	115
6.3	Поле излучения и диаграмма направленности плоского синфазного раскрыва .....	119
6.4	Коэффициент направленного действия синфазного плоского раскрыва .....	126
6.5	Влияние фазовых ошибок на диаграмму направленности и КНД плоского раскрыва.....	128
<b>7</b>	<b>АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ .....</b>	<b>132</b>

7.1	Излучатели в виде открытого конца волновода.....	132
7.2	Рупорные антенны.....	135
7.3	Зеркальные антенны.....	142
7.4	Характеристики направленности зеркальных антенн .....	148
7.5	Точность изготовления зеркальных антенн. Предельный коэффициент усиления зеркальных антенн.....	153
<b>8</b>	<b>СВЧ – АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ .....</b>	<b>158</b>
8.1	Диэлектрические стержневые антенны .....	158
8.2	Спиральные антенны .....	162
	<b>СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ .....</b>	<b>168</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее быстро развивающихся областей радиоэлектроники является техника антенн и устройств СВЧ. Уровень ее развития во многом определяет состояние телекоммуникационных систем, радиолокации, навигации, связи, радиоуправления, телеметрии радиоастрономии. Современные достижения в технике антенн и СВЧ -устройств базируются на современных разработках электроники, полупроводниковой техники, технической кибернетики, когерентной радиооптики и т.д. Новые характеристики радиоэлектронных систем во многих случаях достигаются благодаря органическому слиянию антенн с передающими, приемными устройствами и системы пространственно – временной обработки сигналов. Увеличение числа одновременно работающих радиосистем приводит к насыщенности окружающего пространства радиосигналами, это вызывает необходимость электромагнитной совместимости (ЭМС) этих систем. Для решения этого вопроса создаются антенные системы, способные адаптироваться в окружающей обстановке. Различные объекты, например летательные аппараты, имеют десятки антенн различных диапазонов и назначений, и обеспечение их ЭМС во многом зависит от характеристик антенн и устройств СВЧ.

Настоящий курс лекций является предназначен для студентов, обучающихся по специальности 160905 «Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования» при изучении курса “Антенн и устройства СВЧ”. Курс лекций может быть использован также студентами, обучающимися по специальности 210201 - “Проектирование и технология радиоэлектронных средств” при изучении курса “Техническая электродинамика”.

Изложение материала ведется в предположении, что студенты знакомы общими разделами высшей математики, теории радиотехнических цепей и сигналов, электродинамики и распространения радиоволн.





# 1 ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И НАПРАВЛЕННОСТЬ ДЕЙСТВИЯ АНТЕНН

## 1.1 Электродинамические основы теории антенн

Современная теория антенн базируется на основных уравнениях электродинамики - уравнениях Максвелла.

В дальнейшем изложении будем иметь в виду электромагнитные процессы, гармонические во времени, т.е. изменяющиеся по закону  $\sin\omega t$ , или в комплексной форме по закону  $\exp(j\omega t)$ . **Среда предполагается однородной и изотропной, в некоторых областях которой полагается заданным распределение возбуждающих (сторонних) электрических и магнитных токов.** Для простоты записи комплексные амплитуды полей будем писать без точки над буквой.

При указанных выше условиях уравнения Максвелла, включающие плотность стороннего тока, в дифференциальной форме имеют вид

$$\begin{cases} \operatorname{rot}\vec{H} = j\omega\tilde{\epsilon}\vec{E} + \vec{J}^{\mathcal{E}}, \\ \operatorname{rot}\vec{E} = j\omega\tilde{\mu}\vec{H} + \vec{J}^M, \end{cases} \quad (1.1)$$

где  $\vec{E}$  - вектор комплексной амплитуды напряженности электрического поля, В/м;  $\vec{H}$  - вектор комплексной амплитуды напряженности магнитного поля, А/м;  $\tilde{\epsilon} = \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma^{\mathcal{E}}}{\omega\epsilon}\right)$ ,  $\tilde{\mu} = \left(1 - j \frac{\sigma^M}{\omega\mu}\right)$  - комплексные диэлектрическая и маг-

нитная проницаемости среды;  $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$  - диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м (для вакуума  $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$  Ф/м);  $\mu = \mu_0\mu_r$  - магнитная проницаемость среды, Гн/м (для вакуума  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м);  $\sigma^{\mathcal{E}}$ ,  $\sigma^M$  - удельные объемные проводимости среды, См/м, Ом/м;  $\vec{J}^{\mathcal{E}}$  - вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего электрического тока, А/м<sup>2</sup>;  $\vec{J}^M$  - вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего магнитного тока, В/м.

**Сторонний магнитный ток является фиктивной величиной, поскольку магнитных зарядов в природе не существует. Однако введение этого понятия позволяет сравнительно легко изучить излучение щелей в проводящих экранах.**

Решение уравнений (1.1) при тех или иных конкретных условиях означает нахождение электромагнитного поля в виде функций пространственных координат  $E(r, \Theta, \varphi)$  и  $H(r, \Theta, \varphi)$  по заданной функции координат  $J^{\mathcal{E}}$ ,  $J^M$ .

Для решения уравнений Максвелла (1.1) обычно вводят два вспомогательных вектора: векторный потенциал электрических токов  $\vec{A}^{\mathcal{E}}$  и векторный потенциал магнитных токов  $\vec{A}^M$ . При этом векторы электромагнитного поля

$\vec{E}$  и  $\vec{H}$  определяются через эти вспомогательные векторы с помощью уравнений [2]

$$\begin{cases} \vec{E} = -j\omega\tilde{\mu}\vec{A}^\ominus + \frac{1}{j\omega\tilde{\epsilon}} \text{grad div}\vec{A}^\ominus - \text{rot}\vec{A}^M, \\ \vec{H} = -j\omega\tilde{\epsilon}\vec{A}^M + \frac{1}{j\omega\tilde{\mu}} \text{grad div}\vec{A}^M + \text{rot}\vec{A}^\ominus. \end{cases} \quad (1.2)$$

При подстановке (1.2) в (1.1) получаются следующие векторные волновые неоднородные уравнения для вспомогательных потенциалов:

$$\begin{cases} \Delta\vec{A}^\ominus + k^2\vec{A}^\ominus = -\vec{J}^\ominus, \\ \Delta\vec{A}^M + k^2\vec{A}^M = -\vec{J}^M, \end{cases} \quad (1.3)$$

где  $\Delta\vec{A} = \text{grad div}\vec{A} = \text{rot rot}\vec{A}$ ;  $k = \omega\sqrt{\tilde{\epsilon}\tilde{\mu}}$ .

Таким образом, при определении излучения антенных устройств интегрирование уравнений Максвелла может быть сведено к интегрированию векторных волновых неоднородных уравнений (10.3).

Если источники электромагнитного поля распределены непрерывно в некоторой области  $V$ , ограниченной поверхностью  $S$ , а среда, окружающая область  $V$ , представляет собой однородный изотропный диэлектрик, то для гармонического во времени поля решение уравнений (1.3) имеет вид

$$\vec{A}^\ominus = \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{J}^\ominus \frac{e^{-jkr_s}}{r_s} dV = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{e^{-jkr_s}}{r_s} d\vec{p}^\ominus. \quad (1.4)$$

Здесь  $d\vec{p}^\ominus = \vec{J}^\ominus dV$  - элементарный электрический момент;

$$\vec{A}^M = \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{J}^M \frac{e^{-jkr_s}}{r_s} dV = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{e^{-jkr_s}}{r_s} d\vec{p}^M, \quad (1.5)$$

где  $d\vec{p}^M = \vec{J}^M dV$  - элементарный магнитный момент;

$r_s = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$  - расстояние от элемента тока в некоторой точке  $S(x', y', z')$  до точки наблюдения  $M(x, y, z)$ .

Подстановка выражений (1.4) и (1.5) в уравнения (1.2) позволяет определить напряженности электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей в любой точке пространства. Однако при этом не удастся получить простых замкнутых выражений даже для сравнительно простых излучающих систем. **Поэтому приходится прибегать к упрощающим предположениям, связанным с разбиением пространства на дальнюю, промежуточную и ближнюю зоны (области).**

Введем сферическую систему координат  $r, \Theta, \varphi$ , центр которой находится внутри излучающей системы (рис. 1.1,а), а точки  $S(x', y', z')$  и  $M(x, y, z)$  соответствуют текущей точке интегрирования внутри излучающей системы и точке наблюдения в окружающей однородной среде.

Расстояние, входящее в формулы (1.4) и (1.5),

$$r_s = SM = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \alpha}. \quad (1.6)$$

Здесь  $\alpha$ - угол между направлениями  $OS$  и  $OM$ .

Если  $r > r'$ , т.е. точка наблюдения находится на достаточном удалении от объема  $V$  с излучающими токами, то расстояние  $r_s$  можно приближенно представить в виде ряда по степеням отношения  $r'/r$ :

$$r_s \approx r \left[ 1 - \frac{r'}{r} \cos \alpha + \frac{r'^2}{2r^2} (1 - \cos^2 \alpha) + \frac{r'^3}{2r^3} \cos (1 - \cos^2 \alpha) + \dots \right]. \quad (1.7)$$

**При  $r \gg r'$ , соответствующем наиболее важной для теории антенн дальней зоне**, формулы (1.4), (1.5) упрощаются:

- в знаменателе подынтегрального выражения приближенно можно положить  $r_s = r$  и множитель  $1/r$  вынести из под знака интеграла;

- в показателе экспоненты под интегралом полагают  $r_s = r - r' \cos \alpha$  и функция  $e^{-jkr}$  также выходит из под знака интеграла.

В последнем равенстве **величина  $r' \cos \alpha$  называется разностью хода лучей, учитывающей относительное запаздывание сферических волн**, приходящих в точку наблюдения от двух элементарных источников, располагающихся в начале координат и точке  $S(x', y', z')$ .

В расчетном отношении разность хода  $r' \cos \alpha$  представляет собой проекцию вектора  $\vec{r}' = \vec{i}_x x' + \vec{i}_y y' + \vec{i}_z z'$  (рис. 1.1,б) на направление единичного вектора, исходящего из начала координат в точку наблюдения:

$$\vec{r}'/r = \vec{i}_x \sin \Theta \cos \varphi + \vec{i}_y \sin \Theta \sin \varphi + \vec{i}_z \cos \varphi.$$

Скалярное произведение этих векторов определяет явное выражение для разности хода:

$$r' \cos \alpha = r' \left[ \sin \Theta \sin \Theta' \cos (\varphi - \varphi') + \cos \Theta \cos \Theta' \right]. \quad (1.8)$$

Используя введенные в выражениях (1.4), (1.5) упрощения, приходим к асимптотической формуле векторного потенциала в дальней зоне:

$$\vec{A}_\infty^{\Delta, M}(r, \Theta, \varphi) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_V \vec{J}^{\Delta, M}(x', y', z') e^{jkr' \cos \alpha} dV. \quad (1.9)$$

Здесь индекс  $\infty$  указывает, что данное выражение справедливо при  $r \rightarrow \infty$  (граница применимости формулы (1.9) будет определена ниже).

Значение интеграла (1.9), как следует из (1.8), зависит только от угловых координат точки наблюдения и не зависит от расстояния  $r$ . Для перехода от векторных потенциалов  $\vec{A}_\infty^{\Delta, M}$  к полям  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  необходимо подставить (1.9) в выражения (1.2). После ряда тождественных преобразований и отбрасывания членов, имеющих радиальную зависимость  $1/r^2$  и  $1/r^3$ , т.е. несущественных в дальней зоне, получаем

$$E_{\Theta} = -\frac{j2\pi}{\lambda} (WA_{\Theta, \infty}^{\Theta} + A_{\varphi, \infty}^M), \quad H_{\varphi} = E_{\Theta}/W, \quad (1.10)$$

$$E_{\varphi} = -\frac{j2\pi}{\lambda} (WA_{\varphi, \infty}^{\Theta} - A_{\Theta, \infty}^M), \quad H_{\Theta} = -E_{\varphi}/W, \quad E_r = 0, \quad H_r = 0,$$

где  $W = \sqrt{\mu/\varepsilon}$  - волновое сопротивление среды;  $\lambda = \lambda_0/\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$  - длина волны в среде ( $\lambda_0$  - длина волны генератора,  $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$  и  $\mu_r = \mu/\mu_0$  - относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости).

На практике вычисление интегралов типа (1.9) обычно проводят через декартовы составляющие

$$\vec{A}_{x,y,z,\infty}^{\Theta, M} = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_V \vec{J}_{x,y,z}^{\Theta, M} e^{jk(x'\sin\Theta\cos\varphi + y'\sin\Theta\sin\varphi + z'\cos\Theta)} dx' dy' dz', \quad (1.11)$$

переходя к сферическим координатам с помощью соотношений

$$\begin{cases} A_{\Theta} = A_z \cos\Theta \cos\varphi + A_y \cos\Theta \sin\varphi - A_x \sin\Theta \\ A_{\varphi} = -A_x \sin\varphi + A_y \cos\varphi. \end{cases} \quad (1.12)$$

Отметим основные свойства электромагнитного поля излучающей системы в дальней зоне, следующие из (1.9) и (1.10):

- поле в дальней зоне имеет поперечный характер, т.е. составляющие векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в направлении распространения отсутствуют;
- в окрестности точки наблюдения поле в дальней зоне носит характер плоской волны, т.е. компоненты  $E_{\Theta}$  и  $H_{\varphi}$ , а также  $E_{\varphi}$  и  $H_{\Theta}$  находятся в фазе и их отношение равно волновому сопротивлению среды;
- зависимость поля от расстояния  $r$  имеет вид расходящейся сферической волны  $e^{-jkr}/r$ .

Определим границу дальней зоны, т.е. установим на каком расстоянии от излучающей системы можно пользоваться формулами (1.9) и (1.10) для расчета полей. Основное упрощение, которое использовалось, заключалось в замене точного выражения  $r_s = \sqrt{(r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\alpha)}$  приближенным  $r_s \approx r - r'\cos\alpha$ . Возникающая при этом фазовая ошибка в показателе подынтегральной экспоненты в (1.4) с учётом разложения (1.7) оказывается приближенно равной  $(kr'^2 \sin^2\alpha)/(2r)$ . При условии, что максимальное значение  $r'$  составляет половину наибольшего размера излучающей системы  $D$  (рис. 1.1), наибольшая фазовая ошибка может составить  $kD^2/(8r)$ . Полагая допустимую фазовую ошибку не превышающей  $\pi/8$  (практически не влияющей на характеристики направленности), запишем  $kD^2/(8r) \leq \pi/8$  и получим искомую **оценку расстояния до ближней границы дальней зоны:**

$$r > 2D^2/\lambda \quad (1.13)$$

При расстояниях  $r < 2D^2/\lambda$  дальняя зона излучающей системы плавно переходит в промежуточную зону, иногда называемую областью Френеля. При расчете полей излучающих систем в промежуточной зоне принимаются следующие упрощения:

- как и в случае дальней зоны, величина  $r_s$  в знаменателе подынтегрального выражения (1.4) принимается равной  $r$  и выносится из под знака интеграла;

- величина  $r_s$  в мнимом показателе экспоненты подынтегральной функции (1.4)

принимается равной  $r_s \approx r - r' \cos \alpha + r'^2 (1 - \cos^2 \alpha) / (2r)$ , что

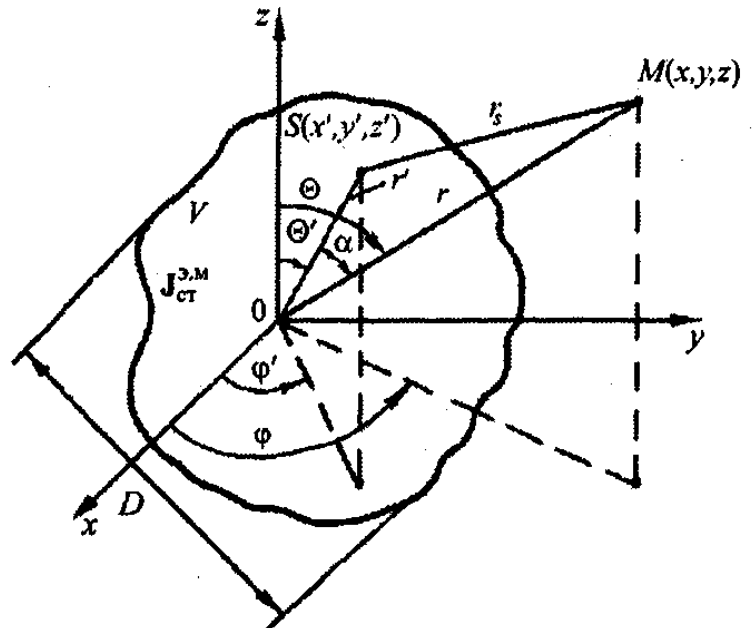
соответствует отбрасыванию в степенном ряду (1.7) членов выше второй степени. Функция  $e^{-jkr}$ , не зависящая от координат источников, выносится из под интеграла.

Таким образом, в промежуточной зоне векторные потенциалы определяются по формуле

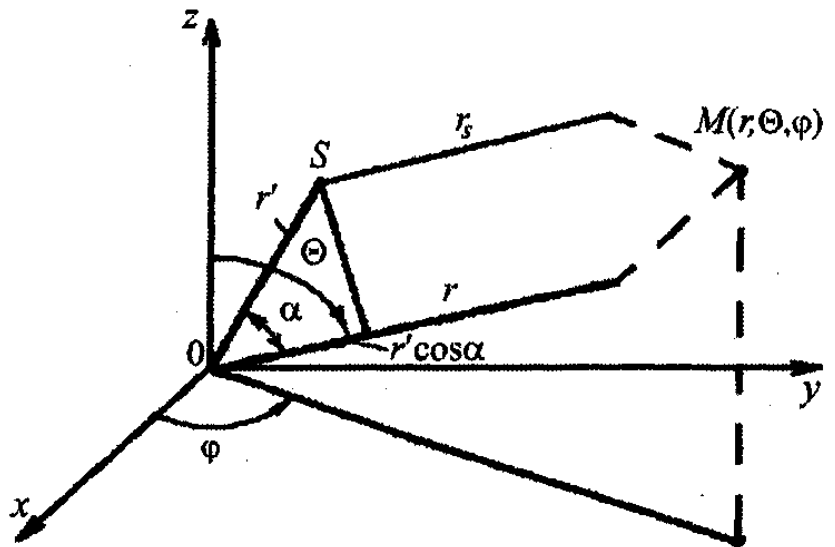
$$\vec{A}_{\Phi P}^{\Delta, M}(r, \Theta, \varphi) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_V \vec{J}^{\Delta}$$

где разность хода  $r' \cos \alpha$  по-прежнему находится по формуле (1.8).

Компоненты векторов поля  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  вычисляются по формулам (1.10) с заменой в них векторных потенциалов  $\vec{A}_{\infty}^{\Delta, M}$  на векторные потенциалы  $\vec{A}_{\Phi P}^{\Delta, M}$  и



a)



b)

Рисунок 1.1 – К расчету поля излучения антенн:

a) – общий случай;

b) – в точке наблюдения в дальней зоне

отбрасыванием в (1.2) при дифференцировании всех членов, имеющих радиальную зависимость  $1/r^2$  и  $1/r^3$ .

Сформулированные выше свойства, относящиеся к полю дальней зоны, о поперечном характере поля и его локальном подобии плоской электромагнитной волне в окрестностях любой точки наблюдения, сохраняются неизменными. Однако зависимость поля от расстояния уже не имеет характера сферической волны  $e^{-jkr}/r$ , так как расстояние  $r$  дополнительно входит в показатель степени подынтегральной экспоненты в (1.14); угловое распределение составляющих векторов поля также оказывается зависящим от расстояния и тем сильнее, чем меньше  $r$ .

Расстояние  $r$ , характеризующее границы промежуточной зоны, обычно находится в пределах

$$\frac{D}{4} + \frac{D}{2} \left( \frac{D}{\lambda} \right)^{1/3} \leq r \leq \frac{2D^2}{\lambda},$$

где  $D$  - максимальный размер излучающей системы.

Более строгое рассмотрение показывает, что границы промежуточной и дальней зон излучающей системы зависят не только от расстояния  $r$ , но и от углов наблюдения, формы излучающей системы антенны и характера распределения токов  $\vec{J}^{\Theta, M}(x', y', z')$ .

На расстояниях  $r < D/4 + (D/2)(D/\lambda)^{1/3}$  располагается **ближняя зона излучающей системы**. Здесь электромагнитное поле носит сложный характер и при его расчете необходимо пользоваться строгими выражениями (1.4), (1.5) и (1.2). В ближней зоне в общем случае присутствуют все компоненты поля, зависимость которого от расстояния  $r$  носит нерегулярный характер, вектор Пойнтинга становится комплексным и по направлению может не совпадать с радиусом-вектором  $r$ .

## 1.2 Векторная комплексная диаграмма направленности антенны

Используя аналогию с полем элементарного электрического диполя, электромагнитное поле произвольной антенны в дальней зоне можно представить в виде [2]

$$\vec{E} = \left( \frac{W}{2\lambda} \right) I_x^{\Theta} h_D \vec{F}(\Theta, \varphi) \frac{e^{-jkr}}{r}. \quad (1.15)$$

Здесь  $I_x^{\Theta}$  - комплексная амплитуда электрического тока на входе излучающей системы;  $W = \sqrt{\mu/\varepsilon}$  - волновое сопротивление среды;  $\lambda$  - длина волны в среде;  $h_D$  - коэффициент пропорциональности (действующая длина антенны).

В выражении (1.15) **комплексная векторная нормированная диаграмма направленности**  $\vec{F}(\Theta, \varphi)$  характеризует угловое распределение поля, а

также его поляризионные и фазовые свойства. При задании этой характеристики антенны обычно оговаривается положение начала координат, относительно которого ведется отсчет разности фаз. В общем случае функция  $\vec{F}(\Theta, \varphi)$  включает три сомножителя

$$\vec{F}(\Theta, \varphi) = F(\Theta, \varphi) \vec{p}(\Theta, \varphi) e^{j\Phi(\Theta, \varphi)}, \quad (1.16)$$

которые описывают в дальней зоне антенны соответственно амплитудную, поляризионную и фазовую структуры поля. Рассмотрим в отдельности указанные сомножители выражения (1.16).

**Амплитудная характеристика.** Вещественный положительный сомножитель  $F(\Theta, \varphi)$  представляет собой характеристику направленности - зависимость амплитуды поля излучения  $E_m$  от направления в пространстве при неизменных расстоянии  $z$  и подводимой мощности:

$$F(\Theta, \varphi) = \frac{E_m(\Theta, \varphi)}{E_{m \max}(\Theta_0, \varphi_0)}, \quad (1.17)$$

нормированную таким образом, что  $\max \vec{F}(\Theta, \varphi) = 1$ . Здесь  $\Theta_0, \varphi_0$  - направление максимального излучения.

**Графическое изображение характеристики направленности называется диаграммой направленности (ДН).**

Выражение (1.17) относится к ДН по полю. В некоторых случаях используется понятие нормированной ДН по мощности:

$$F^2(\Theta, \varphi) = \frac{P_r(\Theta, \varphi)}{P_r(\Theta_0, \varphi_0)}, \quad (1.18)$$

определяемой зависимостью плотности потока мощности от направления в пространстве. В (1.18)  $P_r(\Theta_0, \varphi_0)$  - модуль вектора Пойнтинга в направлении максимального излучения  $\Theta_0, \varphi_0$ .

Если мысленно поместить антенну в центре сферы, поверхность которой находится в дальней зоне антенны, то для получения пространственной ДН следует в разных точках сферы измерить напряженность поля и изобразить на графике ее зависимость от направления.

Наиболее часто встречаются *тороидальные, игольчатые* и *веерные* ДН.

На практике в целях упрощения обычно ограничиваются рассмотрением ДН в двух главных взаимоперпендикулярных плоскостях, линия пересечения которых совпадает с направлением максимума ДН. Одну из этих плоскостей обычно совмещают с вектором электрического поля антенны  $\vec{E}$  ( $E$ -плоскость), тогда другая плоскость совпадает с вектором  $\vec{H}$  антенны ( $H$ -плоскость). В этом случае ДН изображается плоскими кривыми  $F(\Theta) = |E|/|E_{\max}|$  и  $F(\varphi) = |E|/|E_{\max}|$  в полярной (рис. 1.2,а) или прямоугольной (рис. 1.2,б) системах координат. Так как ДН по мощности есть ДН по полю, каждое значение которой возведено в квадрат, она принимает вид, показанный на рис. 10.2, в). Для построения ДН используется также логарифмический масштаб, в котором хорошо передаются особенности амплитудных ДН в широком динамическом диапазоне.

Под шириной ДН антенны  $2\Theta_{0,7}$  понимают величину угла между направлениями, в которых напряженность поля составляет  $1/\sqrt{2} = 0,707$

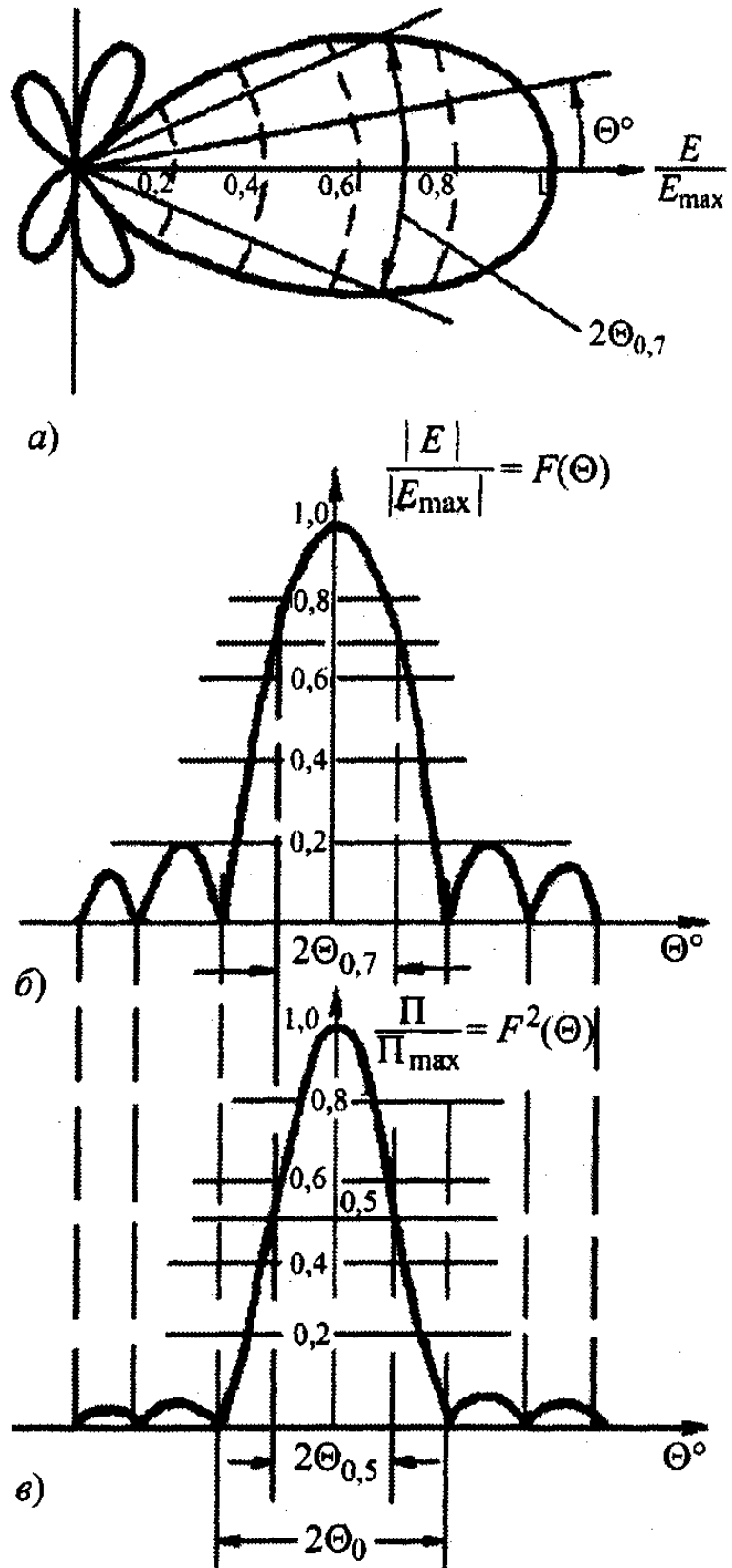


Рисунок 1.2 – Диаграмма направленности антенны:

а) – в полярной системе координат;  
 б, в) – в прямоугольной системе координат



от величины поля в направлении максимального излучения (рис. 1.2,а,б). Поскольку такому определению ширины ДН соответствуют направления, в которых величина излучаемой мощности уменьшается в два раза, **этот же угол называют шириной ДН на уровне половинной мощности**,  $2\Theta_{0,5}$  (рис. 1.2,в).

В некоторых случаях, особенно при теоретическом анализе, пользуются шириной ДН по нулевым значениям  $2\Theta_0$ , соответствующей величине угла между двумя ближайшими к максимуму ДН направлениями, где поле равно нулю (рис. 10.2,в).

Ширина ДН в зависимости от назначения антенны лежит в очень широких пределах - от десятков градусов до долей минуты.

**Поляризационные свойства; поляризационный базис [2].** Векторный множитель  $\vec{p}(\Theta, \varphi)$  в (1.16) представляет собой единичный вектор поляризации с компонентами, ориентированными по направлениям базисных ортов сферической системы координат  $\vec{i}_\Theta$  и  $\vec{i}_\varphi$ :

$$\vec{p}(\Theta, \varphi) = \vec{i}_\Theta p_\Theta(\Theta, \varphi) + \vec{i}_\varphi p_\varphi(\Theta, \varphi), \quad (1.19)$$

причем модуль данного вектора  $|p_\Theta|^2 + |p_\varphi|^2 = 1$  независимо от направления  $\Theta, \varphi$ .

Компоненты  $p_\Theta$  и  $p_\varphi$  характеризуют соотношение между вертикальной и горизонтальной составляющими поля в дальней зоне антенны в выбранном направлении, а также фазовый сдвиг между ними.

В общем случае оба компонента вектора поляризации  $\vec{p}(\Theta, \varphi)$  являются комплексными, однако один из компонентов обычно полагают вещественным и равным  $\alpha$  (фаза данного компонента включается в мнимый показатель экспоненты  $j\Phi(\Theta, \varphi)$  в третьем множителе (1.16). Это *главная* (или *основная*) составляющая поляризации. Второй компонент вектора поляризации, ортогональный главному, называют *паразитной* (или *кроссполяризационной*) составляющей поляризации. С учетом обозначения главной составляющей поляризации вектор поляризации представляется в виде

$$\vec{p}(\Theta, \varphi) = \vec{i}_{ГЛ} \alpha(\Theta, \varphi) + \vec{i}_{ПЗ} \sqrt{1 - \alpha^2} e^{j\psi(\Theta, \varphi)}, \quad (1.20)$$

где  $\vec{i}_{ГЛ}$  - базисный единичный вектор главной поляризации;  $\alpha(\Theta, \varphi)$  - вещественная положительная функция;  $\vec{i}_{ПЗ}$  - базисный единичный вектор паразитной поляризации;  $\psi(\Theta, \varphi)$  - фазовый сдвиг между составляющими. Величина  $\alpha \leq 1$  представляет собой поляризационную эффективность антенны и показывает долю плотности потока мощности в данном направлении на главной поляризации. Аналогично величина  $(1 - \alpha^2)$  равна доле плотности потока мощности паразитной поляризации.

Рассмотрим поведение мгновенного значения полного вектора поляризации в поле излучения антенны. На рис. 1.3 показана касательная плоскость к

сферическому фронту излучаемой волны в окрестности точки наблюдения (волна уходит от наблюдателя за плоскость рисунка). Координатные оси  $x$  и  $y$  на касательной плоскости ориентированы параллельно базисным векторам  $\vec{i}_\varphi$  и  $\vec{i}_\Theta$  сферической системы координат антенны. Полагаем, что ось  $x$  (составляющая по  $\varphi$ ) соответствует главной поляризации.

Мгновенные значения проекций полного вектора поляризации на оси  $x$  и  $y$  с учетом (1.20) есть

$$\begin{cases} x = p_\varphi = \alpha \sin \omega t, \\ y = p_\Theta = \sqrt{1 - \alpha^2} \sin(\omega t + \psi) \end{cases} \quad (1.21)$$

Находя из первого уравнения (1.21)  $\sin \omega t = x/\alpha$  и подставляя его во второе уравнение, после преобразования получаем

$$\frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{2xy \cos \psi}{\alpha \sqrt{1 - \alpha^2}} + \frac{y^2}{1 - \alpha^2} = \sin^2 \psi. \quad (1.22)$$

Выражение (1.22) представляет собой уравнение поляризационного эллипса, являющегося геометрическим местом точек концов вектора поляризации в различные моменты времени. Внутри этого эллипса полный вектор поляризации  $\vec{p}$ , а вместе с ним и полный вектор  $\vec{E}$  напряженности электрического поля антенны совершают регулярное вращение, причем полный оборот происходит за период колебаний несущей частоты  $T = 2\pi/\omega$ , а направление вращения зависит от знака фазового угла  $-\pi \leq \psi \leq \pi$ . С помощью выражений (1.21) можно установить, что при **положительных  $\psi$  вращение происходит по часовой стрелке** (правое вращение), а при **отрицательных  $\psi$  - против часовой стрелки** (левое вращение), т.е. **вектор поляризации вращается в сторону составляющей, отстающей по фазе**.

В частных случаях при  $\psi = 0$  или  $\pm\pi$ , а также при  $\alpha = 1$  или  $0$  эллипс поляризации вырождается в прямую линию, и поле излучения имеет чисто линейную поляризацию. При  $\alpha = 1/\sqrt{2}$   $\psi = \pm\pi/2$  эллипс поляризации, как это следует из уравнения (1.22), превращается в окружность, и поле излучения имеет чисто круговую поляризацию с правым или левым вращением. Для количественной характеристики эллипса поляризации вводят геометрические параметры: отношение малой и большой осей  $r_s \leq 1$ ; угол ориентации большой оси  $\gamma_0$  (см.

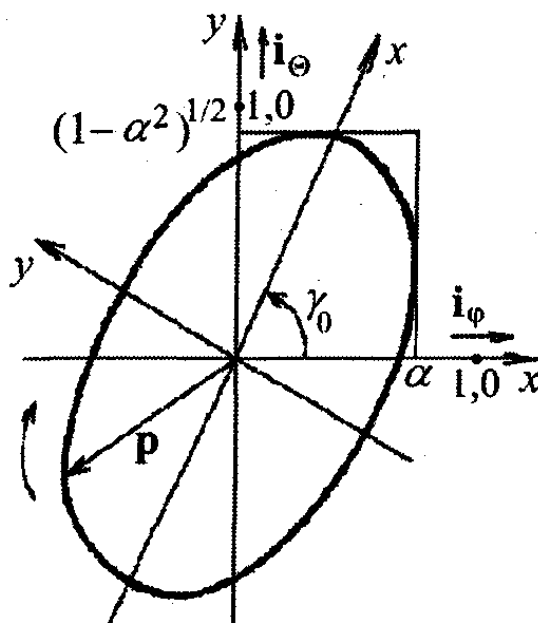


Рисунок 1.3 – Поляризационный эллипс

рис. 1.3). **Отношение осей  $r_\Theta$  называют коэффициентом эллиптичности.** Величине  $r_\Theta$  присваивают знак плюс при правом вращении  $\vec{p}$  и знак минус при левом.

При известных геометрических параметрах поляризационного эллипса параметры вектора поляризации определяются по формулам

$$\alpha = \sqrt{\frac{\cos^2 \gamma_0 + r_\Theta \sin^2 \gamma_0}{1 + r_\Theta}}, \quad \psi = \arctg \frac{2r_\Theta}{(1 - r_\Theta^2) \sin 2\gamma_0}. \quad (1.23)$$

Разложение вектора поляризации по двум линейным перпендикулярным составляющим, совпадающим с базисными векторами  $\vec{i}_\Theta$  и  $\vec{i}_\varphi$ , накладывает ограничение на выбор главной поляризации: она должна быть обязательно линейной, причем только вертикальной или горизонтальной. Однако возможны и иные случаи, когда в качестве главной должна быть поляризация иного вида, например, наклонная линейная или круговая. Здесь уже *необходим иной поляризационный базис  $\vec{i}_{ГЛ}$ ,  $\vec{i}_{ПЗ}$* . Остановимся кратко на его построении с использованием аппарата унитарных матриц:

$$\begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_{11}^* & u_{12}^* \\ u_{21}^* & u_{22}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \text{ или } (U)(U^*)^T = \vec{E}, \quad (1.24)$$

где  $\vec{E}$  - единичная матрица; \*,  $T$  - знаки комплексного сопряжения и транспонирования.

Любая унитарная матрица второго порядка с точностью до произвольного фазового множителя  $e^{j\xi}$ , полагаемого в дальнейшем равным единице, может быть представлена в виде

$$(U) = \begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{pmatrix} = e^{j\xi} \begin{pmatrix} \cos \chi & \sin \chi e^{j\psi_2} \\ \sin \chi e^{j\psi_1} & -\cos \chi e^{j(\psi_1 + \psi_2)} \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Введенный выше соотношением (1.19) поляризационный вектор  $\vec{p}(\Theta, \varphi)$  в любой точке наблюдения может быть записан в виде произведения матрицы-строки на матрицу-столбец:

$$\vec{p} = \vec{i}_\Theta p_\Theta + \vec{i}_\varphi p_\varphi = (\vec{i}_\Theta \quad \vec{i}_\varphi) \begin{pmatrix} p_\Theta \\ p_\varphi \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Полный поляризационный вектор не изменится, если между двумя матричными сомножителями в правой части (1.26) поместить еще два сомножителя:

$$\vec{p} = (\vec{i}_\Theta \quad \vec{i}_\varphi)(U)(U^*)^T \begin{pmatrix} p_\Theta \\ p_\varphi \end{pmatrix}$$

или

$$\vec{p} = (\vec{i}_{ГЛ} \quad \vec{i}_{ПЗ}) \begin{pmatrix} p_{ГЛ} \\ p_{ПЗ} \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

где

$$\begin{pmatrix} \vec{i}_{ГЛ} & \vec{i}_{ПЗ} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{i}_{\Theta} & \vec{i}_{\varphi} \end{pmatrix} (U); \quad (1.28)$$

$$\begin{pmatrix} P_{ГЛ} \\ P_{ПЗ} \end{pmatrix} = (U^*)^T \begin{pmatrix} P_{\Theta} \\ P_{\varphi} \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

Соотношение (1.27) дает разложение вектора поляризации в новом поляризационном базисе, составляющие которого согласно (1.28):

$$\begin{cases} \vec{i}_{ГЛ} = \vec{i}_{\Theta} u_{11} + \vec{i}_{\varphi} u_{21} = \vec{i}_{\Theta} \cos \chi + \vec{i}_{\varphi} \sin \chi e^{j\psi_1}, \\ \vec{i}_{ПЗ} = \vec{i}_{\Theta} u_{12} + \vec{i}_{\varphi} u_{22} = \vec{i}_{\Theta} \sin \chi e^{j\psi_2} - \vec{i}_{\varphi} \sin \chi e^{j(\psi_1 + \psi_2)}. \end{cases} \quad (1.30)$$

Здесь параметр  $\chi$  - угол поворота векторов  $\vec{i}_{ГЛ}$ ,  $\vec{i}_{ПЗ}$ , относительно ортов  $\vec{i}_{\Theta}$ ,  $\vec{i}_{\varphi}$ .

Каждая из составляющих поляризационного базиса в (1.30) имеет единичный модуль и описывает волну эллиптической поляризации общего вида. Характерным свойством этих волн является **ортогональность**, т.е. векторы  $\vec{i}_{ГЛ}$ ,  $\vec{i}_{ПЗ}$  **не интерферируют между собой** и переносят мощность излучения антенны независимо один от другого.

Наиболее простым примером пары ортогональных векторов  $\vec{i}_{ГЛ}$ ,  $\vec{i}_{ПЗ}$  является случай двух наклонных взаимно-перпендикулярных линейных поляризаций (рис. 1.4,а), когда  $\psi_1 = \psi_2 = 0$ , а  $\chi$  - произвольно ( $0 \leq \chi \leq \pi/2$ ):

$$\vec{i}_{ГЛ} = \vec{i}_{\Theta} \cos \chi + \vec{i}_{\varphi} \sin \chi, \quad \vec{i}_{ПЗ} = \vec{i}_{\Theta} \sin \chi - \vec{i}_{\varphi} \cos \chi.$$

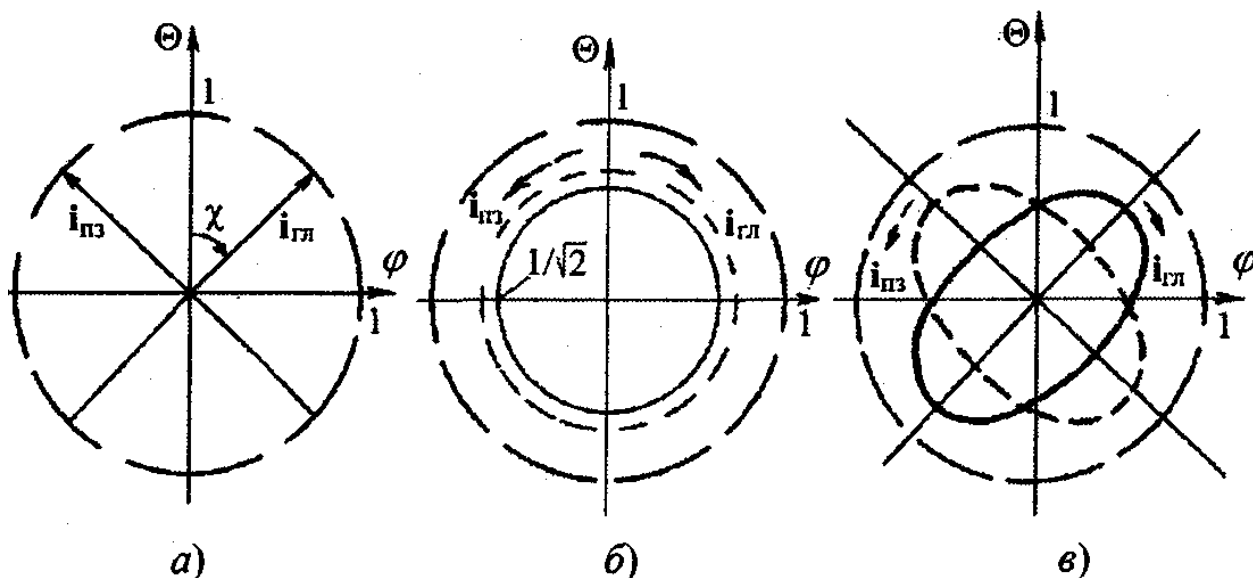


Рисунок 1.4 – Примеры ортогональных поляризационных базисов

Другим, часто используемым на практике примером пары ортогональных векторов  $\vec{i}_{ГЛ}$ ,  $\vec{i}_{ПЗ}$  является случай двух круговых поляризаций противо-

положительного направления вращения (рис. 1.4,б), имеющий место при  $\chi = \pi/4$  и  $\psi_1 = -\pi/2$ ,  $\psi_2 = \pi/2$ :

$$\begin{cases} \vec{i}_{ГЛ} = 0.707(\vec{i}_{\Theta} - j \cdot \vec{i}_{\varphi}) \\ \vec{i}_{ПЗ} = 0.707(j \cdot \vec{i}_{\Theta} - \vec{i}_{\varphi}). \end{cases} \quad (1.31)$$

В выражениях (1.31) главной поляризации соответствует правое вращение, паразитной - левое.

В общем случае произвольных параметров  $\chi$ ,  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  векторы  $\vec{i}_{ГЛ}$ ,  $\vec{i}_{ПЗ}$  характеризуются одинаковым модулем коэффициента эллиптичности  $|r_{\Theta}|$  (рис. 1.5,в), большие оси эллипсов в каждой точке пространства перпендикулярны между собой, а направления вращения противоположны.

Комплексные компоненты вектора поляризации в новом поляризационном базисе (1.30) на основании (1.29) принимают значения

$$p_{ГЛ} = p_{\Theta} \cos \chi + p_{\varphi} \sin \chi e^{-j\psi_1} = \alpha e^{j\Phi'},$$

$$p_{ПЗ} = p_{\Theta} \sin \chi e^{-j\psi_2} - p_{\varphi} \cos \chi e^{-j(\psi_1+\psi_2)} = \sqrt{1-\alpha^2} \cdot e^{j(\Phi'+\psi)}.$$

Таким образом, для полного описания поляризационных свойств дальнего поля антенны достаточно указать необходимый поляризационный базис (1.30) и иметь функциональные зависимости поляризационной эффективности  $\alpha^2(\Theta, \varphi)$  и фазового сдвига  $\psi(\Theta, \varphi)$  между основной и паразитной составляющими поляризации от углов наблюдения  $\Theta, \varphi$ . Знания этих первичных параметров достаточно для определения вторичных параметров: коэффициента эллиптичности  $r_{\Theta}$  и угла ориентации большой оси эллипса поляризации как функций углов  $\Theta, \varphi$ .

Следует указать, что как поляризационная характеристика антенны (1.20), так и амплитудная  $F(\Theta, \varphi)$  не зависят от положения начала координат.

Диаграммы направленности на заданной поляризации поля при учете амплитудных и поляризационных свойств антенн могут быть представлены в виде

$$F_{ГЛ}(\Theta, \varphi) = \frac{F(\Theta, \varphi) \alpha(\Theta, \varphi)}{\left[ F(\Theta, \varphi) \alpha(\Theta, \varphi) \right]_{\max}},$$

$$F_{ПЗ}(\Theta, \varphi) = \frac{F(\Theta, \varphi) \sqrt{1-\alpha^2(\Theta, \varphi)}}{\left[ F(\Theta, \varphi) \sqrt{1-\alpha^2(\Theta, \varphi)} \right]_{\max}}.$$

**Фазовая характеристика антенны.** Мнимый показатель степени  $\Phi(\Theta, \varphi)$  третьего сомножителя в выражении (1.16) - **фазовая характеристика направленности антенны по главной поляризации излучения**. Она характеризует изменение фазового сдвига компонента главной поляризации при перемещении точки наблюдения по поверхности большой сферы радиуса  $r$  с

центром в начале выбранной системы координат и, следовательно, зависит от этого выбора.

Помимо фазовой характеристики  $\Phi(\Theta, \varphi)$  вводятся **эквифазные поверхности** в дальней зоне, т.е. **поверхности, на которых фаза компонента главной поляризации сохраняет одинаковое значение для всех углов наблюдения**. Уравнение такой поверхности может быть представлено в виде [2]

$$r(\Theta, \varphi) = r_0 + \frac{\lambda}{2\pi} \Phi(\Theta, \varphi) \quad (1.32)$$

Если эквифазная поверхность представляет собой сферу (без учета возможных скачков на  $\lambda/2$  при переходе через нуль амплитудной ДН), то **центр такой сферы называют фазовым центром антенны**. Для удаленного наблюдателя фазовый центр является той точкой антенны, откуда исходят сферические волны поля излучения. Простейшей фазовой характеристикой антенны является постоянная функция

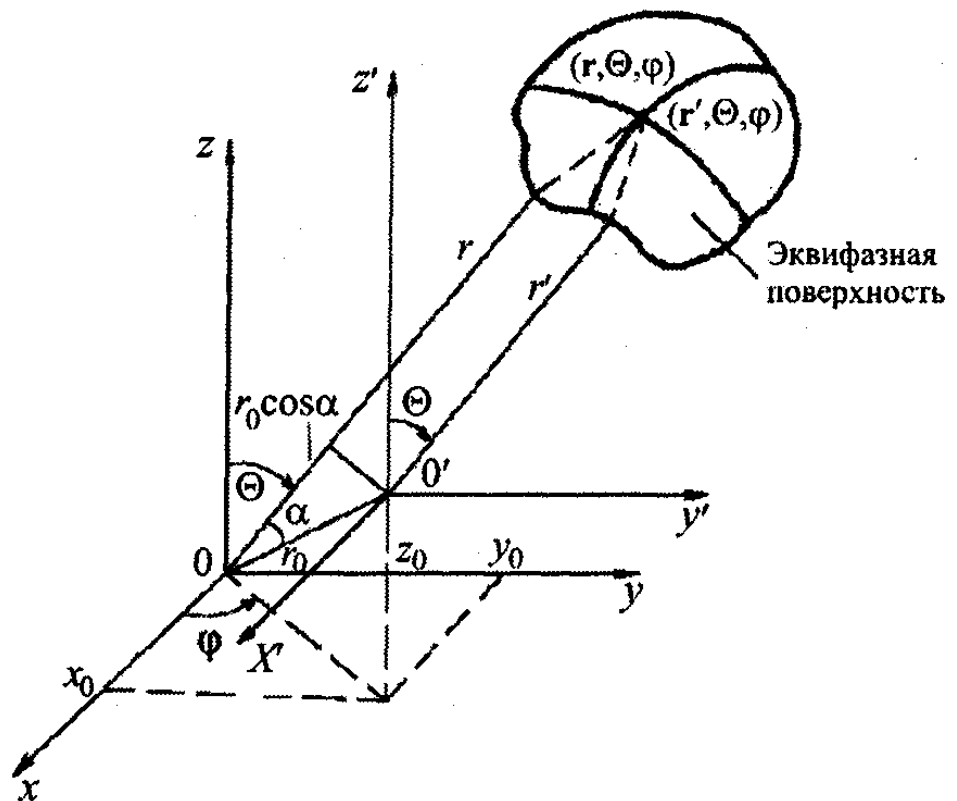
$$\Phi(\Theta, \varphi) = \Phi_0 \pm \pi,$$

где  $\Phi_0$  - константа.

В этом случае, как следует из (1.32), эквифазные поверхности имеют вид сфер ( $r = \text{const}$ ) и фазовый центр совпадает с началом координат. Если же функция  $\Phi(\Theta, \varphi)$  непостоянна, то возможны следующие случаи:

- антенна имеет фазовый центр, не совпадающий с началом координат;
- антенна не имеет фазового центра.

В каждом из этих случаев возможно упрощение вида фазовой характеристики за счет соответствующего переноса начала системы координат. На рис. 1.5 с исходной системой координат  $r, \Theta, \varphi$  центром в точке  $O$  показано положение начала новой системы - точка  $O'$  с координатами  $x_0, y_0, z_0$  в старой системе. В новой



**Рисунок 1.5 – Определение фазовой характеристики антенны**

системе координат  $r', \Theta, \varphi$  исходная фазовая характеристика видоизменяется из-за наличия разности хода лучей  $r_0 \cos \alpha$ :

$$\begin{aligned} \Phi'(\Theta, \varphi) &= \Phi(\Theta, \varphi) - kr_0 \cos \alpha = \\ &= \Phi(\Theta, \varphi) - k(x_0 \sin \Theta \cos \varphi + y_0 \sin \Theta \sin \varphi + z_0 \cos \Theta) \end{aligned} \quad (1.33)$$

Если антенна имеет фазовый центр (первый случай), то координаты  $x_0, y_0, z_0$  могут быть подобраны так, что  $\Phi'(\Theta, \varphi) = const$ . Это возможно лишь при условии приведения исходной фазовой характеристики к виду

$$\Phi_0 = k(x_0 \sin \Theta \cos \varphi + y_0 \sin \Theta \sin \varphi + z_0 \cos \Theta + \nu) \quad (1.34)$$

где  $\nu$  - некоторая константа.

Отсюда можно утверждать, что антенна имеет фазовый центр только в том случае, если ее фазовая характеристика может быть представлена в форме (1.34). Многие реальные антенны такие, как рупорные, спиральные, турникетные и другие имеют фазовые характеристики, в той или иной степени отличные от (1.34) и, таким образом, не имеют фазового центра в строгом понимании (второй случай). Однако и для таких антенн можно указать точку  $x_0, y_0, z_0$  (так называемый *центр излучения*), относительно которой поверхность равных фаз наименее уклоняется от сферической, а фазовая характеристика наиболее близка к постоянной функции.

Рассмотренные понятия фазового центра антенны и центра излучения относятся к компоненту на главной поляризации излучения. Для поля паразитной поляризации фазовая характеристика направленности может быть найдена с помощью соотношения

$$\Phi_{ПЗ}(\Theta, \varphi) = \Phi(\Theta, \varphi) + \psi(\Theta, \varphi),$$

где  $\Phi(\Theta, \varphi)$  - фазовая характеристика на главной поляризации;  $\psi(\Theta, \varphi)$  - фазовый сдвиг компонента вектора паразитной поляризации по отношению к компоненту главной поляризации. Здесь также могут быть введены понятия фазового центра и центра излучения.

### 1.3 Коэффициенты направленного действия и усиления антенны

**Коэффициент направленного действия (КНД)** является мерой концентрации излучения в пространстве, которое осуществляется антенной. При этом следует подчеркнуть, что направленные свойства антенны (ее направленность действия) непосредственно связаны с характером ДН и зависят от геометрии, размеров и типа антенны, а также от ее расположения относительно проводящих экранов (например, борт летательного аппарата) или земной поверхности. Коэффициент направленного действия ( $D$ ) есть отношение значения вектора Пойнтинга  $\Pi$ , создаваемого антенной в данном направлении, к значению вектора Пойнтинга эталонной антенны  $\Pi_{ЭТ}$  в этом же направлении при одинако-

вых расстояниях ( $r$ ) до рассматриваемой точки и равных излучаемых мощностях ( $P_{\Sigma} = P_{\Sigma \text{ЭГ}}$ ):

$$D(\Theta, \varphi) = \frac{P(\Theta, \varphi)}{P_{\text{ЭГ}}}, \quad (1.35)$$

или КНД - это число, показывающее во сколько раз необходимо увеличить мощность излучения  $P_{\Sigma}$  при переходе от данной антенны к эталонной, чтобы сохранить неизменной напряженность поля в точке приема.

В качестве эталонной антенны используют: воображаемый абсолютно ненаправленный (изотропный) излучатель, диполь Герца, полуволновой вибратор, рупор и т.д.

Если за эталонную антенну принять изотропный излучатель, то в формуле (1.35) плотность потока мощности такого излучателя

$$P_{\text{ЭГ}} = \frac{P_{\Sigma \text{ЭГ}}}{4\pi r^2} \text{ и } D(\Theta, \varphi) = \frac{4\pi r^2 P(\Theta, \varphi)}{P_{\Sigma \text{ЭГ}}} \quad (1.36)$$

Значение вектора Пойнтинга  $\vec{P} = [\vec{E} \vec{H}]$  в дальней зоне антенны может быть записано в виде

$$P(\Theta, \varphi) = \frac{E_m^2}{240\pi} = \frac{A f^2(\Theta, \varphi)}{240\pi}, \quad (1.37)$$

где  $A$  - коэффициент, не зависящий от углов  $\Theta$  и  $\varphi$ ;  $f(\Theta, \varphi)$  - диаграмма направленности антенны (ненормированная);  $\Theta$  - угол, откладываемый от нормали к оси антенны.

Так как по условию  $P_{\Sigma} = P_{\Sigma \text{ЭГ}}$ , мощность излучения антенны можно выразить через значение вектора Пойнтинга известным соотношением

$$P_{\Sigma} = \oint_S P dS, \quad (1.38)$$

где  $dS = r^2 \cos \Theta d\Theta d\varphi$  - элемент поверхности сферы.

Учитывая выражения (1.37) и (1.38), для КНД антенны получаем

$$D(\Theta, \varphi) = \frac{4\pi f^2(\Theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} f^2(\Theta, \varphi) \cos \varphi d\Theta}. \quad (1.39)$$

Если необходимо вычислить КНД в направлении максимума излучения, то в числитель последнего выражения необходимо подставить координаты этого направления  $\Theta = \Theta_0$ ,  $\varphi = \varphi_0$ . Переходя при этом к записи ДН антенны в нормированном виде, для КНД в направлении максимума излучения можно записать



$$D_0 = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} df \int_{-\pi/2}^{\pi/2} F^2(\Theta, \varphi) \cos \varphi d\Theta}, \quad (1.40)$$

где  $F(\Theta, \varphi) = \frac{f(\Theta, \varphi)}{f(\Theta_0, \varphi_0)}$ .

В случае ДН антенны, обладающей осевой симметрией (напряженность поля не зависит от азимутального угла  $\varphi$ , формула (1.40) принимает вид

$$D_0 = \frac{2}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} F^2(\Theta, \varphi) \cos \Theta d\Theta}. \quad (1.41)$$

Расчет КНД для многих существующих антенн по формулам (1.40) и (1.41) довольно сложен и решение в аналитическом виде может быть получено только для простых выражений ДН антенны. Поэтому КНД по указанным формулам обычно рассчитывают методом графического интегрирования или на ЭВМ. В простейшем случае диполя Герца, нормированная ДН которого имеет вид  $F^2(\Theta) = \cos^2 \Theta$ , вычисление по формуле (1.41) показывает, что КНД такого излучателя  $D_0 = 1,5$ .

Коэффициент направленного действия антенны лежит в пределах от единиц (слабонаправленные антенны) до нескольких десятков и даже сотен тысяч в случае антенн с высокой направленностью. При этом КНД тем больше, чем уже главный лепесток ДН и меньше уровень бокового излучения.

Установим связь между КНД, излучаемой мощностью и напряженностью поля, которая в ряде практических случаев может оказаться полезной. В случае изотропного излучателя плотность потока мощности (среднее значение)  $\Pi_{\Sigma T} = P_{\Sigma} / (4\pi r^2)$ .

Если антенна обладает направленными свойствами и излучает ту же мощность, то  $\Pi_{\Sigma T} = D_0 P_{\Sigma} / (4\pi r^2)$ . Однако  $\Pi = E_m^2 / (240\pi)$ , откуда амплитуда напряженности поля (В/м) в точке наблюдения

$$E_m = \frac{1}{r} \sqrt{60 P_{\Sigma} D_0}.$$

Таким образом, замена ненаправленной антенны направленной позволяет в  $\sqrt{D_0}$  раз увеличить напряженность поля в точке приема при той же излучаемой мощности.

**Коэффициент усиления антенны** (КУ) определяется аналогично КНД, только сравнение ведется не по мощности излучения, а по мощностям, подводимым к антеннам. Коэффициент усиления ( $G$ ) антенны показывает во сколько раз необходимо увеличить подводимую мощность при переходе от направленной к ненаправленной антенне, чтобы получить то же значение напряженности поля в точке приема. При этом предполагается, что коэффициент полезного

действия (КПД) ненаправленной антенны равен единице. Из определения следует, что

$$G(\Theta, \varphi) = D(\Theta, \varphi)\eta,$$

где  $\eta = R_{\Sigma} / (R_{\Sigma} + R_{II})$  - КПД антенны;  $R_{\Sigma}$  и  $R_{II}$  - сопротивления излучения (см. п. 1.4) и потерь соответственно.

Обычно интересуются максимальными значениями КНД и КУ -  $G_0 = D_0\eta$ .

Коэффициент усиления простейших типов антенн таких, как симметричный вибратор, практически совпадает с КНД, так как их КПД  $\eta \approx 1$ . Для ряда антенн, особенно с управляемым в пространстве положением ДН,  $\eta = 0,3 - 0,5$  и даже ниже. Поэтому их КНД и КУ значительно отличаются друг от друга.

Измеряются КНД и КУ антенны как в абсолютных единицах, так и логарифмических (дБ):  $D_{дБ} = 10 \lg D_0$ ;  $G_{дБ} = 10 \lg G_0$ .

**Уровень боковых лепестков и коэффициент обратного излучения антенны.** Уровень боковых лепестков оказывает существенное влияние на основные параметры радиотехнических систем (например РЛС): помехозащищенность, вероятность ложного обнаружения, скрытность работы, ЭМС.

Величину бокового излучения антенны оценивают с помощью различных параметров, одним из которых является **относительный уровень боковых лепестков**

$$\xi_{БЛ} = \left| E_{БЛ} \right|_{\max} / \left| E_{ГЛ} \right|_{\max} = E_{тБЛ} / E_{т\max}.$$

Таким образом,  $\xi_{БЛ}$  представляет собой отношение напряженности поля антенны в направлении максимума бокового лепестка к напряженности поля в направлении главного максимума ДН. Обычно этот параметр определяют для самого большого по величине бокового лепестка и выражают в процентах или децибелах. Антенны современных радиолокационных станций имеют боковые лепестки на уровне -30 дБ и ниже.

Для оценки всего бокового излучения антенны вводят другой параметр - **средний уровень боковых лепестков**

$$\xi_{СР} = \frac{1}{4\pi - \Omega_{ГЛ}} \int_{4\pi - \Omega_{ГЛ}} F(\Theta, \varphi) \cos \Theta d\Theta d\varphi,$$

где  $\Omega_{ГЛ}$  - телесный угол, занимаемый основным лепестком по нулевому уровню излучения.

Более наглядной характеристикой бокового излучения является **коэффициент рассеяния**

$$R_0 = \frac{\int_{4\pi - \Omega_{ГЛ}} F^2(\Theta, \varphi) \cos \Theta d\Theta d\varphi}{\int_{4\pi} F^2(\Theta, \varphi) \cos \Theta d\Theta d\varphi},$$

показывающий ту часть мощности, которая излучается боковыми и задними лепестками. Соответственно величина  $(1 - R_0)$  есть относительная доля мощности излучения, сосредоточенная в главном лепестке ДН, т.е. это **эффективность главного луча**.

В специально выполненных антеннах  $R_0 = 0,15 \dots 0,1$  и даже меньше, в то время как в обычных антеннах эта величина имеет порядок  $0,3 \dots 0,4$ .

Между уровнем бокового излучения и достижимым значением КНД существует связь.

Действительно, представив интеграл в знаменателе выражения для КНД (1.40) в виде суммы (с учетом обозначения  $d\Omega = \cos\Theta d\Theta d\varphi$ )

$$A_{\Sigma} = \int_{\Omega=4\pi} F^2(\Theta, \varphi) d\Omega = \int_{\Omega_{ГЛ}} F^2(\Theta, \varphi) d\Omega + \int_{4\pi - \Omega_{ГЛ}} F^2(\Theta, \varphi) d\Omega = A_{ГЛ} + A_{БОК},$$

видим, что первое слагаемое пропорционально доле мощности излучения главного лепестка ДН, второе  $A_{БОК}$  - доле мощности излучения через боковые и задние лепестки ДН. Таким образом, выражение (1.40) для КНД может быть записано в виде

$$D_0 = \frac{4\pi}{A_{ГЛ}} \frac{A_{ГЛ}}{A_{\Sigma}} = \frac{4\pi}{A_{ГЛ}} \frac{A_{\Sigma} - A_{БОК}}{A_{\Sigma}} = D_{ГЛ} (1 - R_0), \quad (1.42)$$

где первый множитель представляет собой так называемый **КНД антенны по главному лепестку ДН**;

$$D_{ГЛ} = \frac{4\pi}{A_{ГЛ}} = \frac{4\pi}{\int_{\Omega_{ГЛ}} F^2(\Theta, \varphi) d\Omega}.$$

Фактически это КНД

гипотетической антенны с единственным главным лепестком ДН при полном отсутствии бокового и заднего излучения.

Таким образом, как следует из (1.42), для реализации высоких КНД необходим узкий луч и низкое значение коэффициента рассеяния (малый уровень бокового излучения).

**Коэффициент обратного излучения** характеризует отношение полей (или векторов Пойнтинга), создаваемых антенной в направлении обратного излучения и главного максимума ДН. Этот коэффициент измеряется в относительных единицах и децибелах. Так, в случае полуволнового вибратора коэффициент обратного излучения равен единице.

#### 1.4 Сопротивление излучения, коэффициент полезного действия и входной импеданс антенны

Введем ряд параметров, представляющих практический интерес при возбуждении (питании) антенн и их анализе.

Осуществляя интегрирование вектора Пойнтинга по поверхности сферы в дальней зоне можно вычислить мощность излучения  $P_{\Sigma}$  (метод вектора Пойнтинга [2]). В теории антенн принято выражать излучаемую мощность че-

рез ток в выбранной точке антенны  $I_{0x}$  и некоторый коэффициент - сопротивление излучения  $R_\Sigma$ . Тогда с учетом представления поля антенны в виде (1.15) можно записать

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_{0x}^2 R_\Sigma = \iint_{\Omega=4\pi} \frac{E^2}{2W} r^2 d\Omega = \frac{W h_D^2}{8\lambda^2} I_{0x}^2 \iint_{\Omega=4\pi} F^2(\Theta, \varphi) d\Omega. \quad (1.43)$$

Так как определенный интеграл в (1.43) согласно (1.40) равен  $4\pi/D_0$ , где  $D_0$  - КНД антенны в направлении максимального излучения, для **сопротивления излучения, отнесенного к некоторой выбранной точке антенны**, получаем

$$R_\Sigma = (W\pi/D_0) (h_D/\lambda)^2. \quad (1.44)$$

В (1.44)  $h_D = \lambda \sqrt{D_0 R_\Sigma / (W\pi)}$  - **действующая длина антенны**, устанавливающая формально связь между КНД и сопротивлением излучения при известных длине волны и параметрах среды, окружающей антенну. В случае диполя Герца действующая длина совпадает с длиной диполя.

Для учета неизбежных потерь части подводимой к антенне мощности на нагрев неидеальных проводников и изоляторов вводится коэффициент полезного действия (КПД) антенны:

$$\eta = P_\Sigma / P_{BX} = P_\Sigma / (P_\Sigma + P_{ПOT}) = R_\Sigma / (R_\Sigma + R_{ПOT}), \quad (1.45)$$

где  $P_{BX}$  - полная входная мощность;  $P_\Sigma$  - мощность излучения;  $P_{ПOT}$  - мощность омических потерь в антенне и согласующем устройстве.

Этот параметр ( $\eta$ ), входящий сомножителем в выражение коэффициента усиления  $G = D\eta$ , определяет энергетические показатели антенны.

Входящая в (1.46) мощность  $P_{BX}$  связана с режимом работы линии передачи, нагрузкой которой является антенна. Примем в качестве входа антенны фиксированное сечение линии, расположенное перед согласующим устройством в области одномодового режима работы. Нормированные напряжения падающей ( $U_\Pi$ ) и отраженной ( $U_0$ ) волн в линии связаны с полными нормированными напряжениями  $U$  и токами  $I$  соотношениями

$$U = U_\Pi + U_0 = U_\Pi (1 + \Gamma), \quad I = U_\Pi - U_0 = U_\Pi (1 - \Gamma),$$

где  $\Gamma = U_0/U_\Pi$  - коэффициент отражения на входе.

Отношение полных нормированных напряжения и тока в сечении входа определяет **нормированное (т.е. отнесенное к волновому сопротивлению линии) входное сопротивление антенны**:

$$z = \frac{U}{I} = r + jx = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}$$

или **нормированную входную проводимость антенны**:

$$y = \frac{1}{z} = g + jb = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma}.$$

Входная мощность при этом может быть представлена в виде

$$P_{BX} = \operatorname{Re}(UI^*) = |I|^2 r = |U|^2 g = |U_{II}|^2 (1 - |\Gamma|^2).$$

Входящий в последнюю формулу множитель  $(1 - |\Gamma|^2)$  показывает уменьшение входной мощности антенны из-за рассогласования ее входа. В некоторых случаях его включают в эквивалентный коэффициент усиления:

$$G_{ЭКВ} = G(1 - |\Gamma|^2) = D\eta(1 - |\Gamma|^2),$$

учитывающий наряду с омическими потерями в антенне потери мощности на отражение от ее входа.

### 1.5 Рабочая полоса частот и предельная мощность антенны

Рассмотренные выше параметры антенн соответствуют случаю работы при монохроматических колебаниях, т.е. на одной частоте. В реальных радиосистемах используются сигналы с конечным (узким) спектром и широкополосные. Кроме того, возможна смена несущих частот колебаний. Поэтому важными параметрами антенн являются: **рабочая полоса частот**, в пределах которой параметры не выходят за допустимые пределы и **рабочий диапазон частот**. Требуемая рабочая полоса частот характеризуется спектром передаваемого антенной сигнала, т.е. условием одновременного излучения (или приема) заданного спектра частот, а рабочий диапазон частот - условием работы антенны последовательно во времени на различных участках этого диапазона, т.е. допускает в принципе при изменении рабочей частоты радиосистемы синхронное изменение некоторых параметров антенны.

Границы рабочей полосы частот определяются чаще всего наиболее зависящим от частоты параметром. В одних случаях полоса частот ограничивается ухудшением согласования входа, т.е. снижением КБВ ниже допустимого значения, в других - изменением положения максимума ДН, расширением луча и падением КНД и др. Возможны случаи, когда нижнее и верхнее значения полосы частот ограничиваются разными факторами.

К узкополосным относят антенны с рабочей полосой  $(2\Delta f/f) < 0,1f$ , к широкополосным:  $(2\Delta f/f) > (0,1...0,5)f$ . Диапазонные антенны могут занимать в целом полосу частот до нескольких октав. Если отношение верхней и нижней границ рабочей полосы достигает 5:1 и более, то антенны считают частотно-независимыми или сверхширокополосными.

К важным параметрам передающих антенн относится **предельная рабочая мощность**. Эта мощность зависит от электрической прочности как диэлектриков антенны, так и окружающей антенну среды. Кроме того, при больших уровнях подводимой ко входу антенны мощности возможен тепловой пробой из-за перегрева диэлектриков и проводников проходящей высокочастотной мощностью. Все эти моменты должны учитываться при расчете и конструировании антенн.

## 2 СИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР

### 2.1 Постановка и строгое решение задачи о распределении тока на вибраторе.

Простейшей и наиболее распространенной антенной является симметричный вибратор. В наиболее простом варианте он представляет собой прямолинейный проводник длиной  $2l$  радиуса  $a$ , питаемый в середине от генератора токами высокой частоты (рис. 2.1).

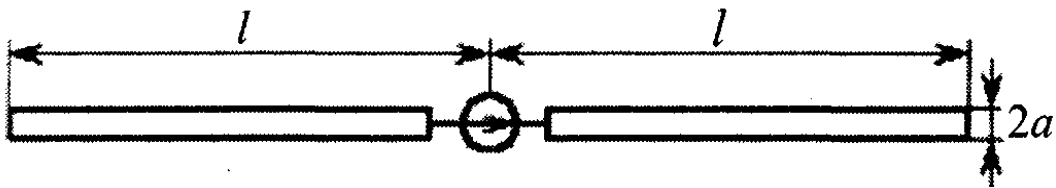


Рисунок 2.1 – Симметричный вибратор

Если радиус проводников вибратора  $a \ll l$ ,  $a \ll \lambda$ , то такой вибратор называется *тонким*.

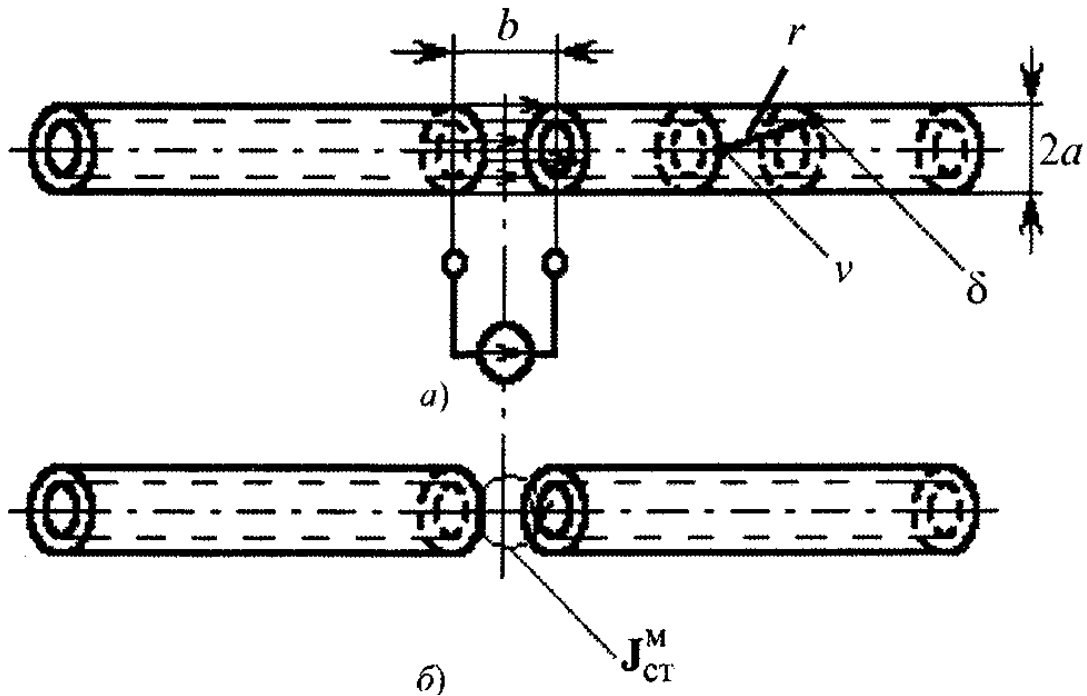
Математически строго задача об излучении симметричного вибратора сводится к решению уравнений Максвелла, удовлетворяющих граничным условиям на поверхности вибратора при заданных сторонних токах и условию излучения (поле на большом расстоянии от вибратора должно представлять собой уходящую сферическую волну). Если вибратор является идеально проводящим, то граничные условия на его поверхности сводятся к равенству нулю касательной составляющей напряженности электрического поля  $E_t = 0$  всюду, исключая точки приложения сторонней ЭДС. На участке действия генератора высокой частоты, т.е. в точках приложения сторонней ЭДС, нулю равна сумма касательных составляющих сторонней ЭДС и напряженности электрического поля.

Существует два метода строгого решения внутренней задачи, т.е. определения закона распределения излучающих токов на поверхности вибратора: *метод интегро - дифференциального уравнения* и *метод собственных функций*. Остановимся кратко на первом методе.

Решив внутреннюю задачу, можно переходить к внешней задаче - определению ДН вибратора и других параметров.

Будем рассматривать симметричный вибратор (рис. 2.2), плечи которого выполнены из очень тонкого полого цилиндрического проводника ( $ka \ll 1$ ) с бесконечно тонкими стенками. Между плечами вибратора включен источник ЭДС, создающий в кольцевом зазоре шириной  $b$  напряженность стороннего электрического поля  $E_{xCT}$  (рис. 2.2,а).

Так как напряженность электрического поля в зазоре (щели) связана с плотностью поверхностного магнитного тока соотношением  $J_{CT}^M = -(\vec{n} \vec{E}_{CT})$ , можно считать, что вибратор возбуждается сторонним кольцевым магнитным током (рис. 2.2,б), создающим в окружающем пространстве электромагнитное поле.



**Рисунок 2.2 – К расчету характеристик симметричного вибратора строгим методом:  
а) – вид вибратора с источником ЭДС; б) – сторонний кольцевой магнитный ток в зазоре между плечами вибратора**

Под действием сторонней ЭДС ( $e_{CT} = bE_{xCT}$ ) на поверхности вибратора возникает электрический ток, имеющий только одну составляющую:  $I_x = 2\pi a J_x^{\mathcal{O}}$ , где  $J_x$  - плотность поверхностного тока. Этот ток является вторичным по отношению к стороннему магнитному току и создает в окружающем пространстве свое вторичное электромагнитное поле.

Так как по условию задачи радиус вибратора мал по сравнению с длиной волны и длиной вибратора и расстояние между плечами вибратора  $b$  исчезающе мало ( $b \ll l$ ), излучением магнитного тока можно пренебречь и считать, что поле в произвольной точке пространства создается только электрическим током.

Ток  $I_x$  должен быть распределен так, чтобы поле на идеально проводящей поверхности вибратора удовлетворяло граничным условиям, которые для касательной составляющей электрического поля сводятся к выполнению равенства  $E_{x\tau} = 0$ . Касательная составляющая электрического поля согласно

(1.2) может быть найдена через векторные потенциалы магнитного  $\vec{A}^M$  и электрического  $\vec{A}^\varnothing$  токов:

$$\vec{E} = -\text{rot}\vec{A}^M - j\mu'\vec{A}^\varnothing - \frac{j}{\omega\varepsilon'} \text{grad div}\vec{A}^\varnothing \quad (2.1)$$

Так как в рассматриваемом случае имеется только одна составляющая векторного потенциала  $A_x$ , а магнитный ток считается равным нулю, уравнение (2.1) принимает вид

$$E_x^\varnothing = -j\omega\mu'A_x^\varnothing - \frac{j}{\omega\varepsilon'} \frac{\partial^2 A_x^\varnothing}{\partial x^2}, \quad (2.2)$$

где

$$A_x^\varnothing(v) = \frac{1}{4\pi} \int_S J_x(\delta) \frac{e^{-jkr}}{r} dS. \quad (2.3)$$

В выражении (2.3)  $A_x^\varnothing v$  - составляющая векторного потенциала в точке наблюдения на поверхности вибратора;  $J(\delta)$  - составляющая плотности поверхностного тока в точке  $S$  источника на поверхности проводника (рис. 2.2,а);  $dS$  - элемент поверхности вибратора;  $r$  - расстояние между точками наблюдения и источника.

После подстановки выражения (2.3) в (2.2) и ряда преобразований получаем интегродифференциальное уравнение относительно тока вибратора  $I_x^\varnothing$ :

$$\frac{d^2 I_x^\varnothing}{dx^2} + k^2 I_x^\varnothing = c\chi f[I_x^\varnothing, x], \quad (2.4)$$

где  $f[I_x^\varnothing, x]$  - функция распределения тока по вибратору (функционал);

$\chi = -\frac{1}{2 \ln \frac{2\pi a}{\lambda}}$  малый параметр («параметр тонкости»);  $c$  - постоянный коэффициент.

Если радиус вибратора устремить к нулю ( $a \rightarrow 0$ ), то малый параметр  $\chi = 0$ , и уравнение (2.4) принимает вид обычного дифференциального уравнения длинной линии без потерь  $\frac{d^2 I_x^\varnothing}{dx^2} + k^2 I_x^\varnothing = 0$ . Решение этого уравнения

$I_x = I_\Pi \sin k(l-x)$  показывает, что **ток распределен по синусоидальному закону только в вибраторе с исчезающе малым радиусом**. Если отношение  $a/\lambda$  имеет малую, но конечную величину, то решение уравнения (2.4) может быть представлено в виде степенного ряда по степеням параметра  $\chi$

$$I_x^\varnothing = I_{0x} + \chi I_{1x} + \chi^2 I_{2x} + \dots \quad (2.5)$$

Если подставить данное решение в (2.4), приравнять коэффициенты при одинаковых степенях  $\chi$  использовать условие равенства нулю тока на концах



вибратора, то можно получить систему линейных дифференциальных уравнений, решение которых дает закон распределения тока по вибратору.

При расчетах обычно ограничиваются первым приближением, т.е. в решении (2.5) учитывают только первые два члена ряда. Это позволяет применять данный метод только к тонким антеннам ( $ka < 0,1$ ).

Известно строгое решение задачи о распределении тока вибраторов большой толщины ( $ka > 0,5$ ). Особенностью этого решения является то, что для получения интегродифференциального уравнения используют граничные условия на поверхности вибратора для векторов магнитного поля.

Подобные строгие подходы к решению внутренней задачи вибраторных антенн сложны. Для практических целей в ряде случаев достаточно упрощенного решения, которое и рассмотрим.

## 2.2 Приближенная теория вибратора

При инженерных расчетах обычно используется приближенная теория симметричного вибратора, базирующаяся на двух предположениях:

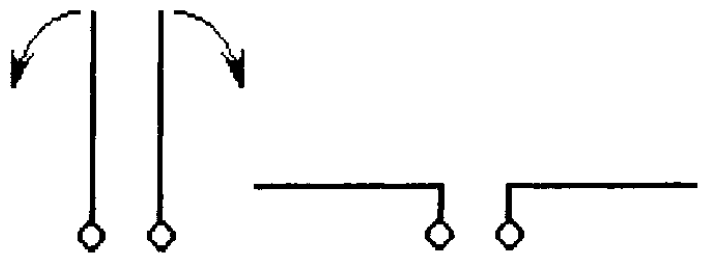
1) симметричный вибратор в отношении распределения тока представляет собой двухпроводную линию с потерями, разомкнутую на конце;

2) поле излучения вибратора есть сумма полей элементарных вибраторов, на которые может быть разбит симметричный вибратор.

Таким образом, при решении внутренней задачи (определение распределения тока по антенне) может быть использована теория линий с волной  $T$ . Вибратор при этом представляется в виде разомкнутой линии, каждый провод которой развернут на  $90^\circ$  в разные стороны (рис. 2.3).

Однако в отличие от исходной однородной линии **антенна становится системой с переменными по длине погонными параметрами, т.е. неоднородной линией.**

Согласно теории однородных линий распределение тока по длине вибратора должно быть синусоидальным, однако в силу неоднородности оно отличается от этого закона. Рассмотрение вибратора как неоднородной линии значительно усложняет теорию, но весьма незначительно уточняет результаты и поэтому не учитывается на практике. Но даже пользуясь теорией линии с переменными параметрами, мы не можем получить точного решения задачи о вибраторе. Дело в том, что линия является в принципе не излучающей системой, а антенна, наоборот, принципиально излучает, и электромагнитное поле излучения никак не может быть увязано с полем двухпроводной линии.



**Рисунок 2.3 – Переход от разомкнутой на конце двухпроводной линии к симметричному вибратору**

Одним из слабых мест при использовании теории линий с волной  $T$  для упрощенного анализа вибраторов является понятие **напряжения или потенциала**. За исключением точек подведения питания понятие потенциала для вибратора неприменимо, так как поле антенны по своей природе не потенциально (т.е. разность потенциалов зависит от выбранного пути интегрирования). Поэтому применительно к антеннам **правильнее рассматривать не напряжения или потенциалы, а непосредственно распределение заряда**. Заметим, что выводы, сделанные в теории линии для напряжений, остаются справедливыми для зарядов, так как заряд на единицу длины линии равен напряжению между проводами, умноженному на погонную емкость.

Мы видим, что методы теории длинных линий оказываются весьма несовершенными применительно к расчету излучения антенн. Оправданием применения этих методов является тот экспериментально установленный факт, что распределение тока в антенном проводе близко к синусоидальному с узлом тока на конце, т.е. такое же, как в разомкнутой длинной линии. Из этого факта вытекает справедливость (в качестве первого приближения) использования теории линии с волной  $T$  и ее выводов в отношении вибраторных антенн.

**Резонансная длина волны вибратора.** Рассматривая вибратор как двухпроводную симметричную разомкнутую линию длиной  $l$ , для входного сопротивления в предположении малых потерь имеем

$$Z_{вх} = \rho_B \frac{\cos kl + j\alpha l \sin kl}{\alpha l \cos kl + j \sin kl}. \quad (2.6)$$

Здесь  $k = m = 2\pi/\lambda$  - фазовая постоянная;  $\rho_B$  - волновое сопротивление вибратора.

Так как вибратор эквивалентен неоднородной линии, его волновое сопротивление зависит от длины. Одним из многих приближенных методов определения  $\rho_B$  является метод, основанный на определении волнового сопротивления из рассмотрения статической погонной емкости, приводящий к формуле  $\rho_B = 120(\ln(l/a) - 1)$  [Ом], где  $l$  - длина плеча вибратора;  $a$  - радиус его поперечного сечения.

При приближенных расчетах в случае тонких симметричных вибраторов можно считать, что  $\rho_B \approx 1000$  Ом.

Из формулы (2.6) следует, что вибратор резонирует при  $\cos kl = 0$  или  $\sin kl = 0$ . В обоих случаях входное сопротивление становится активным. Таким образом, вибратор находится в резонансе, когда длина его плеча кратна

$\lambda/2: l = p \frac{\lambda}{2}$ , где  $p = 1, 2, 3, \dots$ , или когда полная длина вибратора кратна  $\lambda/4: l = p \frac{\lambda}{4}$ , где  $p = 1, 2, 3, \dots$ . Длина волны  $\lambda$  вдоль вибратора мало отличается от длины волны в свободном пространстве, так как скорость распространения волн вдоль провода в случае малых потерь близка к скорости света.

В отличие от колебательного контура вибратор обладает бесконечным дискретным набором резонансных волн. **Наиболее длинная волна называется основной, остальные - гармониками.** Основной волне соответствует значение  $p = 1$ , тогда  $\lambda = 4l$ . **Вибратор, длина которого определена с учетом последнего равенства, называется полуволновым.** Опыт показывает, что в действительности длину вибратора нужно брать для настройки в резонанс несколько короче. Это «укорочение вибратора» по сравнению с  $\lambda/2$ , соответствующее резонансу, невелико и тем больше, чем больше диаметр вибратора  $2a$ .

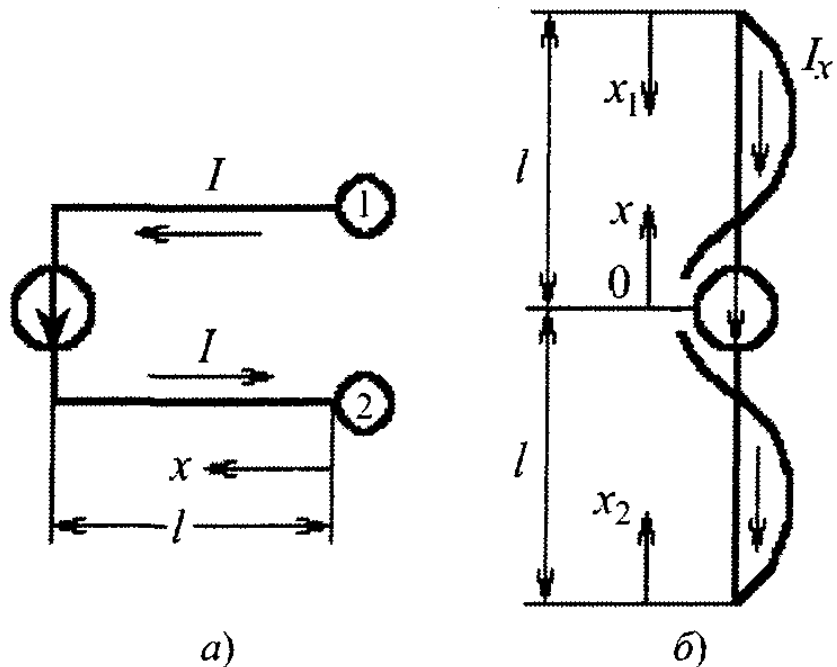
В среднем его можно принять равным 5%. Следовательно, если задана длина волны  $\lambda$ , то длина резонансного вибратора  $2l \approx \frac{\lambda}{2}(1 - 0,05) = 0,95 \frac{\lambda}{2}$ . Это явление

можно объяснить следующим образом. Под действием собственного поля излучения в вибраторе наводится ЭДС, добавочная по сравнению с ЭДС линии. Если наведенную ЭДС заменить падением напряжения на некотором сопротивлении, то это сопротивление оказывается индуктивного характера. Последнее вытекает из того, что это наведенное сопротивление компенсирует реактивное сопротивление антенны, когда длина плеча  $l < \lambda/4$ , т.е. соответствующая длинная линия имеет емкостной характер сопротивления.

**Распределение тока вдоль симметричного вибратора.** Закон распределения тока вдоль симметричного вибратора вытекает из закона распределения тока вдоль двухпроводной разомкнутой линии.

Рассмотрим вибратор как идеальную двухпроводную развернутую линию, разомкнутую на конце. Амплитуда тока в исходной линии изменяется по закону  $I_x = I_{\Pi} \sin kx$ , где  $I_{\Pi}$  - амплитуда тока в пучности стоячей волны;  $x$  - координата, отсчитываемая от конца линии.

При одном и том же значении  $x$  токи в проводах равны по амплитуде и противоположны по направлению (рис. 2.4,а). После развертывания проводов то-



**Рисунок 2.4 – К выбору начала отсчета:**  
**а) – в исходной двухпроводной линии;**  
**б) – в симметричном вибраторе**

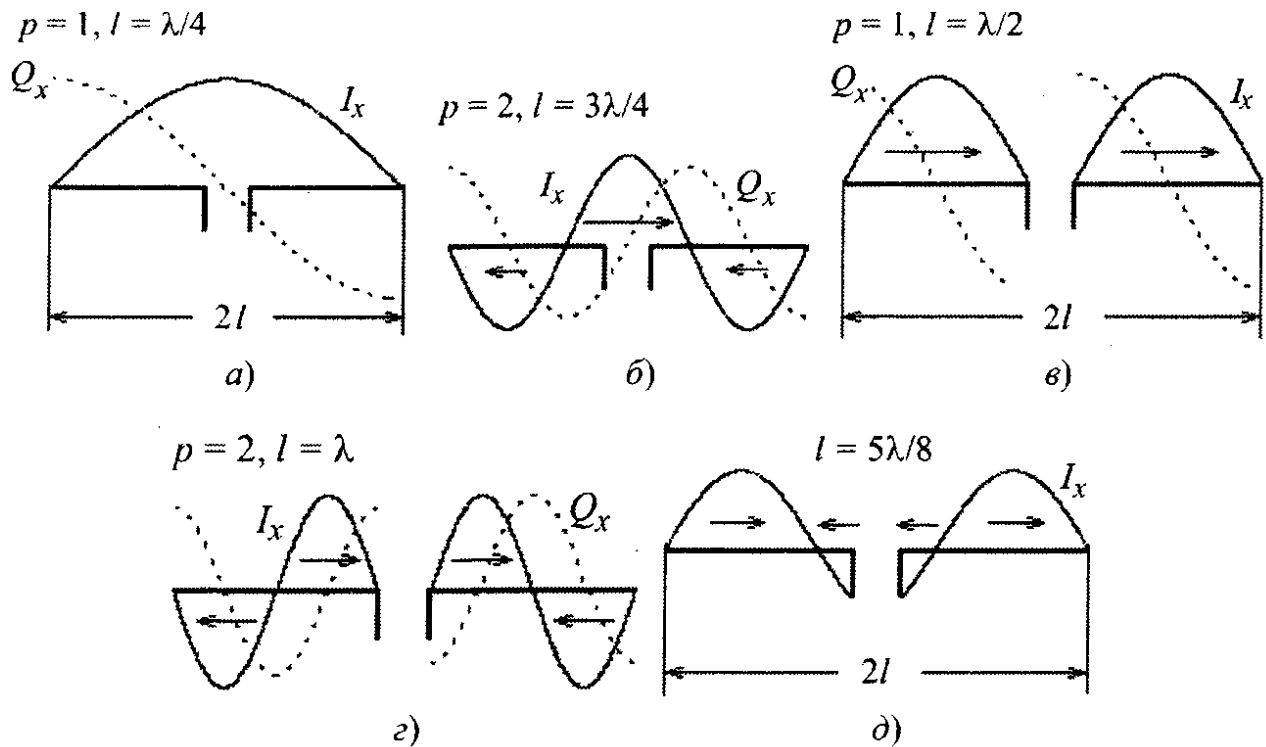
ки в обоих плечах полученного вибратора будут направлены в одну сторону (рис. 2.4,б) и равны  $I_{x_1} = I_{II} \sin kx_1$ ;  $I_{x_2} = I_{II} \sin kx_2$ . Здесь координаты  $x_1$  и  $x_2$  отсчитываются в каждом проводе от внешнего конца. Сместим начало координат в середину вибратора. Тогда, считая, что расстояние между проводами в месте подключения генератора ничтожно мало, можем записать

$$\begin{cases} I_{x_1} = I_{II} \sin k(l - x) \text{ при } x > 0, \\ I_{x_2} = I_{II} \sin k(l + x) \text{ при } x < 0. \end{cases} \quad (2.7)$$

Таким образом, токи симметричных относительно центра точек вибратора одинаковы по амплитуде и фазе:  $I(x) = I(-x)$ .

Входящий в формулы (2.7) ток в пучности стоячей волны  $I_{II}$  связан с током на входе вибратора  $I_0$  соотношением  $I_0 = I_{II} \sin kl$ .

**Распределение зарядов вдоль вибратора легко установить, воспользовавшись известным из электродинамики законом сохранения заряда.** Так как ток в вибраторе имеет только продольную составляющую  $I_x$ , этот закон может быть записан в виде



$$Q_x = -j \frac{dI_x}{dx} = -j\omega Q_x, \text{ где } Q_x \text{ - погонная плотность заряда.}$$

Отсюда

$$Q_x = -j \frac{kI_{II}}{\omega} \cos(l - x) \text{ при } x > 0, \quad Q_x = j \frac{kI_{II}}{\omega} \cos(l + x) \text{ при } x < 0.$$

Полученный закон распределения заряда вдоль симметричного вибратора совпадает с законом распределения потенциала (напряжения) в разомкнутой на конце линии без потерь.

Распределение амплитуд тока и заряда вдоль вибраторов различной длины показано на рис. 4.5. Видим, что в случае длины вибраторов, кратной нечетному числу полуволен  $2l = \frac{\lambda}{2}(2p - 1)$ , где  $p = 1, 2, 3, \dots$ , ток распределен по косинусоидальному закону  $I_{x_{1,2}} = \pm I_{II} \sin kx$ . В середине вибратора получается пучность тока, а заряд равен нулю (рис. 2.5, а, б).

Если же длина вибратора кратна четному числу полуволен  $2l = 2p \frac{\lambda}{2}$  то

$$I_{x_1} = \pm I_{II} \sin kx, \quad I_{x_2} = \mp I_{II} \sin kx.$$

Таким образом, в середине вибратора устанавливается узел тока и пучность напряжения (заряда) (рис. 2.5, в, г). При длине вибратора, не кратной  $\lambda/2$ , амплитуда тока на входных клеммах вибратора лежит в пределах от нуля до значения тока в пучности  $I_{II}$  в зависимости от длины вибратора (рис. 2.5, д). Построение кривой распределения тока  $I_x$  в этом случае следует производить как и в разомкнутой линии, т.е. с концов вибратора, где всегда имеют место узел тока и пучность заряда.

### 2.3 Поле излучения симметричного вибратора и его диаграмма направленности

Рассмотрим симметричный вибратор произвольной длины, находящийся в свободном пространстве. Пусть центр вибратора совпадает с началом сферической системы координат (рис. 2.6). Вычислим поле излучения в произвольной точке пространства в дальней зоне, определяемой расстоянием  $r_0 \gg \lambda$ ,  $r_0 \gg l$ .

Разобьем вибратор на элементарные участки длиной  $dx \ll \lambda$ . Амплитуды и фазы токов вдоль таких элементарных участков можно считать практически неизменными. Тогда, полагая промежуток между плечами вибратора исчезающе малым, весь симметричный вибратор можно рассматривать как совокупность элементарных электрических вибраторов (диполей Герца) длиной  $dx \ll \lambda$ . Поле излучения такого вибратора представляет собой результат сложения (интерференции) полей, излучаемых элементарными вибраторами.

Выделим на вибраторе (рис. 2.6) два элементарных симметрично расположенных относительно его центра участка длиной  $dx_1$  и  $dx_2$ . Рассматривая эти элементы как диполи Герца, для напряженности полей, создаваемых ими в дальней зоне, можем записать

$$dE_1 = dE_{\Theta_1} = j \frac{I_{x_1} dx_1}{2\lambda r_1} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cos \Theta_1 e^{-jkr_1}, \quad dE_2 = dE_{\Theta_2} = j \frac{I_{x_2} dx_2}{2\lambda r_2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cos \Theta_2 e^{-jkr_2}.$$

Здесь  $k = 2\pi/\lambda$  - фазовая постоянная свободного пространства;  $I_{x_1}$  и  $I_{x_2}$  амплитуды токов в элементах вибратора  $dx_1$  и  $dx_2$ ;  $\sqrt{\mu/\varepsilon}$  волновое сопротивление

окружающей среды;  $r_1$  и  $r_2$  - расстояния в пространстве от центров излучающих участков  $dx_1$  и  $dx_2$  до точки наблюдения  $M$ , в которой определяется поле;  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  - углы между направлениями  $dx_1$ ,  $dx_2$  в точку наблюдения и перпендикуляром к оси вибратора.

Поскольку точка наблюдения находится в дальней зоне, т.е. на расстоянии  $r_0 \gg l$ , все лучи, направленные в точку наблюдения от различных диполей, можно считать практически параллельными  $r_1 \approx r_2 \approx r_0$ , т.е.  $\angle \Theta_1 = \angle \Theta_2 = \angle \Theta$ . Кроме того, расстояния  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_0$  в дальней зоне незначительно отличаются друг от друга, поэтому их разницу можно не учитывать при расчете амплитуд поля от элементов  $dx_1$  и  $dx_2$  т.е. считать, что  $1/r_1 \approx 1/r_2 \approx 1/r_0$ .

Однако при определении фазы поля, созданного рассматриваемыми элементами, разность хода лучей следует учитывать, так как она может оказаться соизмеримой с длиной волны.

Поскольку  $\angle \Theta_1 = \angle \Theta_2$ , векторы поля  $dE_1$  и  $dE_2$  в точке наблюдения параллельны ( $dE_1 // dE_2$ ) и их можно складывать алгебраически.

Поэтому результирующее поле от рассматриваемых элементов

$$dE = dE_1 + dE_2 = j \frac{I_{\Pi}}{2r_0 \lambda} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cos \Theta \sin k(l - |x|) (e^{-jkr_1} + e^{-jkr_2}) dx. \quad (2.8)$$

При написании последнего выражения учтено равенство токов по величине в плечах вибратора, когда точки расположены симметрично относительно центра вибратора,  $I_{x_1} = I_{x_2} = I_{\Pi} \sin k(l - |x|)$ , а также равенство длин элементов:  $dx_1 = dx_2 = dx$ . Выразим расстояния  $r_1$  и  $r_2$  через  $r_0$  (см. рис. 2.6):

$$\begin{aligned} r_1 &= r_0 - |x| \sin \Theta, \\ r_2 &= r_0 + |x| \sin \Theta. \end{aligned} \quad (2.9)$$

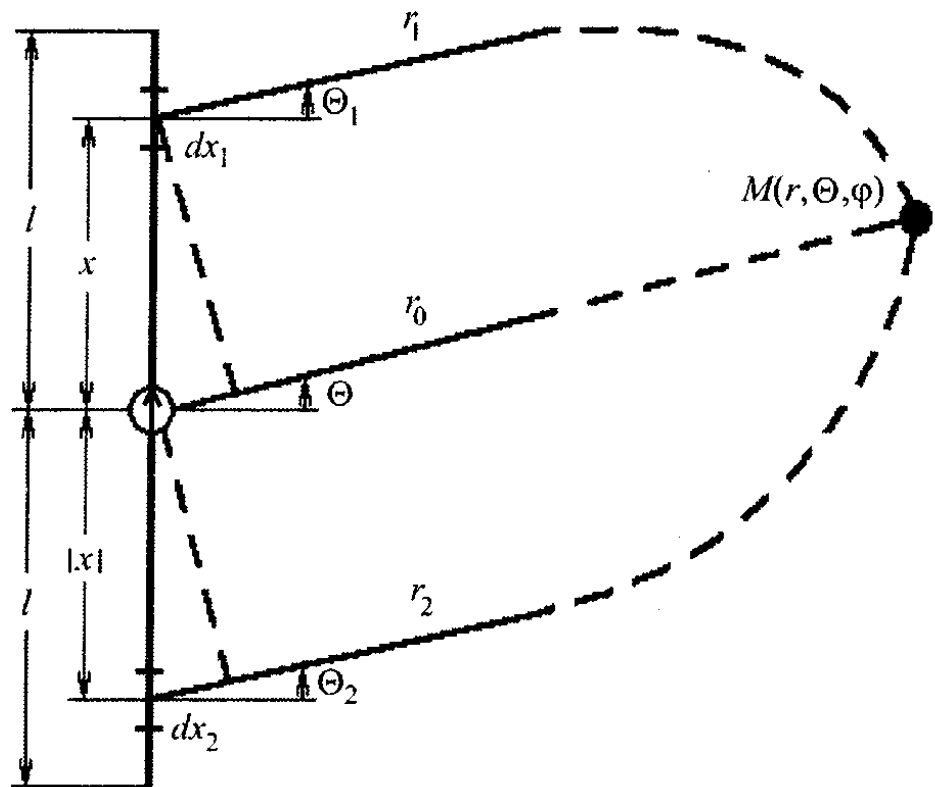


Рисунок 2.6 – К вычислению поля излучения симметричного вибратора

Величину  $|x|\sin\Theta = \Delta r$  обычно называют разностью хода лучей. Учитывая соотношения (2.9), а также воспользовавшись известной формулой  $e^{+jA} + e^{-jA} = 2\cos A$ , представим выражение (2.8) в виде

$$dE = j \frac{I_{II}}{\lambda} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{e^{-jk r_0}}{r_0} \cos\Theta \sin k(l - |x|) \cos(k|x|\sin\Theta) dx. \quad (2.10)$$

Для получения полного поля вибратора и его диаграммы направленности необходимо просуммировать значения  $dE$  от всех пар симметрично расположенных диполей, составляющих оба провода антенны. Сложение бесконечного числа элементарных полей осуществляется путем интегрирования выражения (2.10) от  $x = 0$  до  $x = l$  (второе плечо при этом учитывается самим подынтегральным выражением за счет второго симметрично расположенного диполя).

Таким образом, искомое поле представляется интегралом

$$E = E_{\Theta} = j \frac{I_{II}}{\lambda r_0} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cos\Theta e^{-jk r_0} \int_0^l \sin k(l - |x|) \cos(k|x|\sin\Theta) dx.$$

Производя интегрирование, а также учитывая значение волнового сопротивления свободного пространства  $\sqrt{\mu/\varepsilon} = 120\pi$  и выражение фазовой постоянной  $k = 2\pi/\lambda$  для напряженности электрического поля (В/м) симметричного вибратора, получаем

$$E = E_{\Theta} = j \frac{60I_{II} \cos(kl \sin\Theta) - \cos kl}{r_0 \cdot \cos\Theta} e^{-jk r_0} = jE_m e^{-jk r_0}. \quad (2.11)$$

Напряженность магнитного поля вибратора связана с напряженностью электрического поля известным соотношением  $H = H_{\varphi} = \frac{E_{\Theta}}{\sqrt{\mu/\varepsilon}}$ .

Выражение (2.11) состоит из трех множителей: множитель  $60I_{II}/r_0$  определяет величину напряженности поля в точке наблюдения и не зависит от направления в пространстве;  $\Phi = j e^{-jk r_0}$  - фазовый множитель и

$$f(\Theta) = \frac{\cos(kl \sin\Theta) - \cos kl}{\cos\Theta} \quad (2.12)$$

- множитель, определяющий направленные свойства вибратора (диаграмма направленности).

Как следует из формулы (2.12), симметричный вибратор обладает направленными свойствами только в меридиональной плоскости (плоскость электрического вектора). В экваториальной плоскости (плоскость магнитного вектора,  $\Theta = 0^\circ$ ) его, поле определяется выражением  $E = j \frac{60I_{II}}{r_0} (1 - \cos kl) e^{-jk r_0}$ ,

т.е. не зависит от азимутального угла  $\varphi$ , и поэтому диаграмма направленности вибратора в этой плоскости в полярных координатах представляет собой круг.

Напомним, что поле антенны характеризуется не только амплитудной, но и фазовой диаграммой, которые в общем случае зависят от направления в пространстве. В случае симметричного вибратора при отсчете расстояния от его центра, совпадающего с центром сферической системы координат, запаздывание фазы не зависит от углов  $\Theta$  и  $\varphi$ . Фаза поля для ряда направлений оказывается постоянной, для других – отличной на  $180^\circ$ , причем изменение фазы происходит скачком при переходе амплитудной диаграммы через нулевые значения поля. Такую фазовую диаграмму называют *равномерной* (см. п. 1.2).

**Симметричный вибратор излучает сферические волны, о чем свидетельствует множитель  $e^{-jk_0 r_0}$  в выражении (2.11). Поэтому геометрический и фазовый центры вибратора совпадают.**

Представим диаграмму направленности симметричного вибратора в нормированном виде:

$$F(\Theta) = \frac{f(\Theta)}{f(0^\circ)} = \frac{\cos(kl \sin \Theta - \cos kl)}{\cos \Theta (1 - \cos kl)}. \quad (2.13)$$

При изменении угла  $\Theta$  диаграмма направленности меняется сложным образом, принимая для некоторых углов  $\Theta$  максимальные и нулевые значения. **Диаграммы такого вида называют лепестковыми.** Собственно лепестком называется часть диаграммы, заключенная между направлениями нулевого излучения. Число лепестков зависит от длины вибратора  $2l$  и возрастает с ее увеличением. Для изображения диаграммы в какой-либо плоскости в пределах  $360^\circ$  целесообразно брать полярную систему координат. Если участок диаграммы направленности надо изобразить более детально, то предпочтительнее прямоугольная система. На рис. 2.7 изображены диаграммы направленности вибраторов различной длины в меридиональной плоскости. При длине вибратора  $2l \ll \lambda$  диаграмма направленности такая же, как и у элементарного вибратора (рис. 2.7,а). При увеличении длины диаграмма сужается в направлении, перпендикулярном к оси вибратора. Такой процесс происходит до тех пор, пока длина вибратора не станет равной  $2l = \lambda$  (рис. 2.7,б,в). Дальнейшее увеличение длины приводит к появлению на вибраторе участков с противофазными токами (рис. 2.5, б,г,д), а в диаграмме направленности - к расщеплению основного лепестка, т.е. к появлению бокового излучения. Основной лепесток при этом сужается (рис. 2.7,з).

С ростом боковых лепестков уровень основного уменьшается и при  $2l = \lambda/2$  излучение в направлении, перпендикулярном к оси вибратора, отсутствует, так как противофазные участки вибратора в этом случае имеют одинаковую длину (рис. 2.5,з). Максимум излучения ориентирован в тех направлениях, где разность фаз токов в плечах вибратора компенсируется разностью хода лучей в свободном пространстве (рис. 2.7, е).



Анализ формулы (2.11) и приведенные диаграммы направленности показывают, что вибратор при любой величине отношения  $2l/\lambda$  не излучает вдоль своей оси.

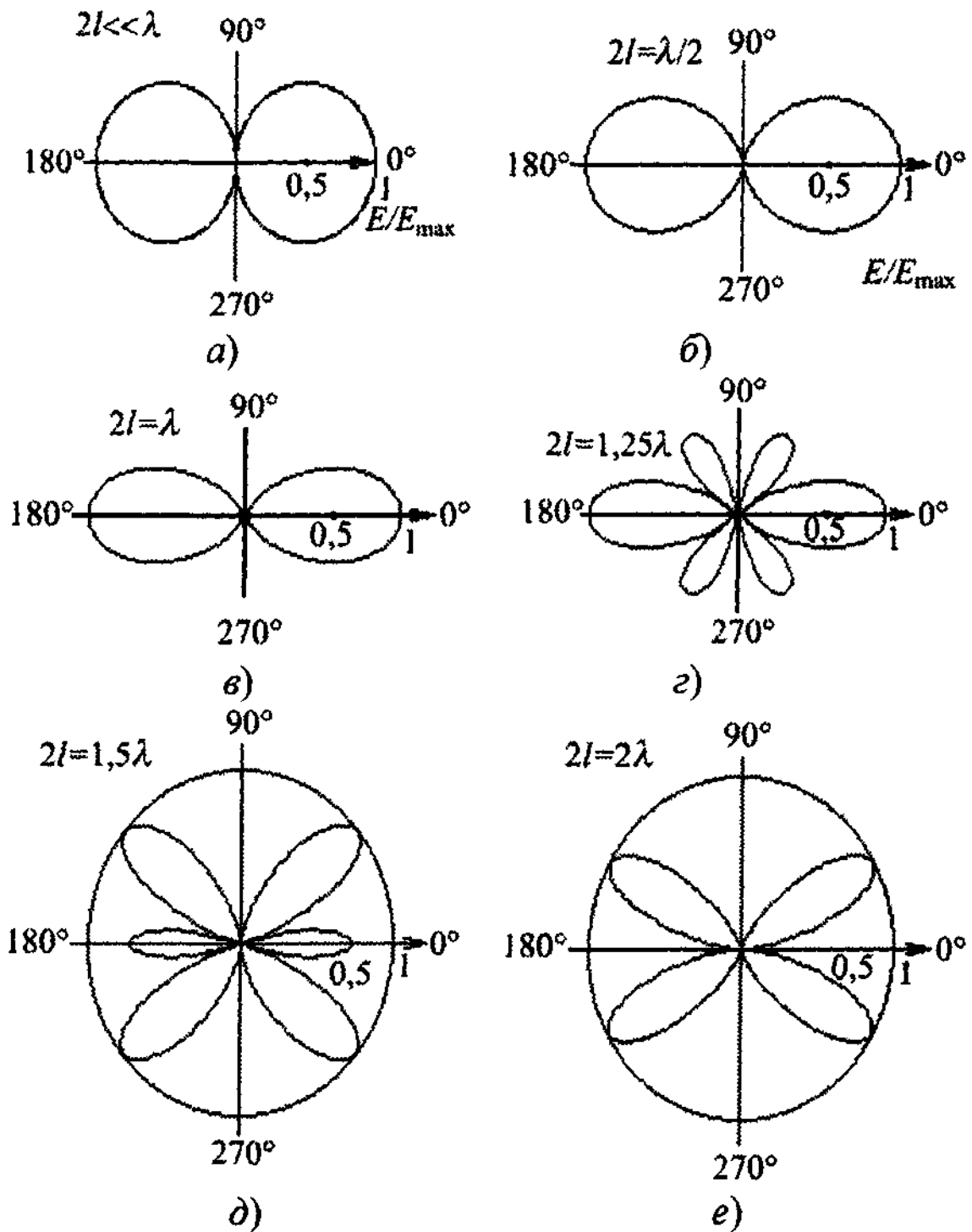


Рисунок 2.7 – Диаграммы направленности симметричного вибратора

## 2.4 Сопротивление излучения, действующая высота и входное сопротивление вибратора

Полученные результаты позволяют перейти к рассмотрению вопроса о значении мощности, излучаемой вибратором при заданных распределении и амплитуде тока. От мощности нетрудно перейти к сопротивлению излучения (см. п. 1.4), которое обычно принято определять через ток в пучности распределения:

$$R_{\Sigma} = \frac{2P_{\Sigma}}{I_{\Pi}^2} = \frac{1}{I_{\Pi}^2 \cdot \sqrt{\mu/\varepsilon}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} E_{\Theta_m}^2 r_0^2 \cos\Theta d\Theta \quad (2.14)$$

Здесь  $P_{\Sigma}$  - средняя во времени мощность излучения;  $I_{\Pi}$  - амплитуда тока в пучности;  $r_0, \Theta, \varphi$  - координаты сферической системы (рис. 2.8,а).

Подставляя в (2.14) вместо  $E_{\Theta_m} = E_m$  его значение из выражения (2.11), можем записать

$$R_{\Sigma} = 60 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{[\cos(kl \sin\Theta) - \cos kl]^2}{\cos\Theta} d\Theta \quad (2.15)$$

Интегрирование (2.15) приводит к следующей формуле для сопротивления излучения, вибратора:

$$R_{\Sigma} = 30 \left[ 2(C + \ln 2kl - ci2kl) \right] + \\ + 30 \cos 2kl (C + \ln kl + ci4kl - 2ci2kl) + \\ + 30 \sin 2kl (si4kl - 2si2kl), \quad (2.16)$$

где  $C = 0,577$  постоянная Эйлера;  $si x = \int_0^{\infty} \frac{\sin U}{U} dU$  - интегральный синус;

$ci x = -\int_0^{\infty} \frac{\cos U}{U} dU$  - интегральный косинус.

Из формулы (2.16) следует, что сопротивление излучения симметричного вибратора зависит только от отношения

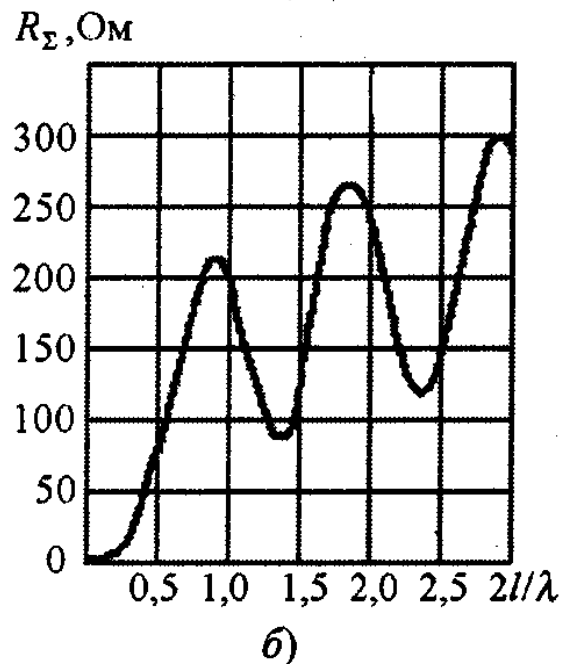
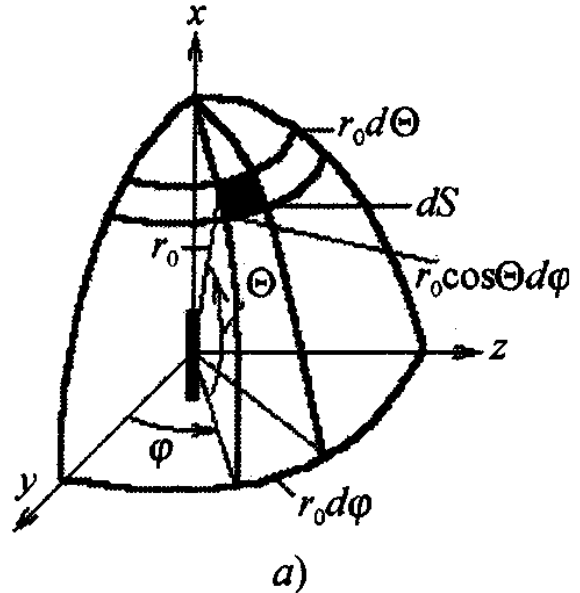


Рисунок 2.8 – К определению сопротивления излучения вибратора: а) – отсчет углов; б) - изменение сопротивления излучения  $f(2l/\lambda)$

$2l/\lambda$ . Результаты вычислений  $R_\Sigma$  по формуле (2.16) в зависимости от  $2l/\lambda$  приведены на рис. 2.8,б), из которого видно, что с увеличением длины вибратора  $R_\Sigma$  возрастает пока  $2l < \lambda$ . При дальнейшем увеличении  $2l$  до значения  $2l < 1,5 \lambda$  сопротивление  $R_\Sigma$  уменьшается, так как появляются противофазные участки тока на вибраторе, что при том же токе в пучности приводит к уменьшению мощности и сопротивления излучения. Далее, при увеличении отношения  $2l/\lambda$  кривая  $R_\Sigma$  приобретает колебательный характер с максимальными значениями при четном числе и минимальными при нечетном числе полуволн.

Необходимо отметить два значения сопротивления излучения:  $R_\Sigma = 73,1$  Ом для вибратора длиной  $2l = \lambda/2$  и  $R_\Sigma = 200$  Ом при  $2l = \lambda$ .

Сопротивление излучения  $R_\Sigma$  было определено через ток в пучности  $I_\Pi$ . Его можно выразить через ток в любом сечении, например, через ток на входе антенны. В этом случае оно может быть рассчитано по формуле

$$R_{\Sigma_0} = R_\Sigma / \sin^2 kl \quad (2.17)$$

Зная сопротивление излучения (2.17), можно с использованием формулы (1.45) вычислить *действующую длину (высоту)* вибратора, приведенную к току на входе  $h_D = \lambda \sqrt{D_0 R_{\Sigma_0} / (W \pi)}$ . Входящее сюда значение КНД симметричного вибратора в направлении максимального излучения согласно (1.35) и (2.11) есть

$$D_0 = \frac{P_{\max}}{P_{\text{ЭГ}}} = \frac{4\pi r^2 E_m^2}{W I_\Pi^2 R_\Sigma} = \frac{W(1 - \cos kl)^2}{\pi R_\Sigma},$$

откуда

$$h_D = \frac{\lambda}{\pi} \left( \frac{1 - \cos kl}{\sin kl} \right) = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \frac{kl}{2} \quad (2.18)$$

Для установления физического смысла действующей высоты проинтегрируем функцию (2.7) распределения тока по длине вибратора и, отнеся этот интеграл к току на входе ( $I_0 = I_\Pi \sin kl$ ), получим

$$\frac{2}{I_0} \int_0^l I_x dx = \frac{2}{I_0} \int_0^l I_0 \frac{\sin k(l-x)}{\sin kl} dx = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \frac{kl}{2} = h_D$$

или

$$2 \int_0^l I_x dx = h_D I_0.$$

Таким образом, действующая высота определяется из равенства площадей эпюр тока на реальной антенне и эквивалентном диполе (рис. 2.9). Следовательно, *действующей высотой (или длиной) антенны называется высота (или длина) некоторой воображаемой антенны, которая при равномерном распределении тока по ее длине, равном току на входе реальной антенны*

(рис. 2.9), создает в направлении максимума излучения ту же напряженность поля, что и реальная антенна.

В случае вибраторов малой длины ( $kl \ll 1$ ) формула (2.18) упрощается и для  $h_d$

получаем значение  $h_d = \frac{2}{k} \operatorname{tg} \frac{kl}{2} \approx \frac{2}{k} \frac{kl}{2} = l$ , т.е.

действующая высота вибратора равна половине его геометрической длины. В случае полуволнового вибратора ( $2l = \lambda/2$ )  $h_d = \lambda/\pi$ . При длине вибратора  $2l \approx \lambda$  формулой (2.18) для расчета  $h_d$  пользоваться нельзя, так как такой расчет приводит к значению  $h_d = \infty$ . Это связано с использованием при ее выводе приближенной теории, согласно которой ток на входных клеммах вибратора длиной  $2l = \lambda$  принимался равным нулю, хотя вследствие потерь на излучение и в проводниках вибратора ток на входе имеет конечное значение. Для указанных размеров вибратора следует определять действующую длину, отнесенную к току в пучности, или по формулам, специально полученным с учетом реального закона распределения тока по вибратору.

Понятием действующей высоты удобно пользоваться при расчете антенн длинных и средних волн, т.е. при  $l < \lambda$  (антенна малой электрической длины), а также при определении ЭДС на входных клеммах приемных антенн.

**Входное сопротивление** симметричного вибратора определяется через напряжение и ток на его входе. Так как закон распределения тока и заряда (напряжения) вдоль вибратора считаем известным из теории длинных линий с потерями, ту же самую теорию можно использовать и для определения входного сопротивления:

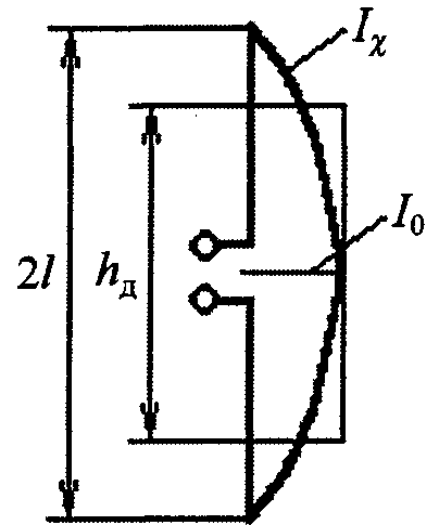
$$Z_{BX} = \frac{U}{I} \approx \rho_B \frac{\cos kl + ja \sin kl}{\alpha l \cos kl + j \sin kl}, \quad (2.19)$$

где  $\rho_B = 120 \left( \ln \frac{l}{\alpha} - 1 \right)$  - волновое сопротивление вибратора;  $k = 2\pi/\lambda$  - фазовая постоянная;  $\alpha$  - постоянная затухания;  $l$  - длина эквивалентной линии с малыми потерями, равная длине одного плеча вибратора.

Освобождаясь в формуле (2.19) от мнимости в знаменателе и пренебрегая величинами второго порядка малости, получаем

$$Z_{BX} \approx \rho_B \frac{\alpha l - j \sin kl \cos kl}{\alpha^2 l^2 \cos^2 kl + \sin^2 kl}. \quad (2.20)$$

В выражении (2.20) известны все величины, кроме  $a$  - затухания в вибраторе, которое обусловлено потерями на излучение  $\alpha_2$  (полезные потери) и



**Рисунок 2.9 – К расчету действующей высоты симметричного вибратора**

омическими потерями  $\alpha_1$ :  $\alpha = \alpha_\Sigma + \alpha_1$ . Так как обычно  $\alpha_\Sigma \gg \alpha_1$  вследствие малых потерь в проводах вибратора, то  $\alpha \approx \alpha_\Sigma$ .

В теории длинных линий доказывается, что  $\alpha_1 = R_1 / (2\rho)$ , где  $R_1$  - погонное сопротивление проводников линии (вибратора). Запишем по аналогии

$$\alpha_\Sigma = R_{\Sigma_1} / (2\rho_B) \quad (2.21)$$

где  $R_{\Sigma_1}$  - сопротивление излучения, приходящееся на единицу длины вибратора (величина  $R_{\Sigma_1}$  предполагается распределенной равномерно вдоль вибратора).

Определим  $R_{\Sigma_1}$ . Мощность, излучаемая элементом вибратора,  $P_\Sigma$  равна  $\frac{I_x^2}{2} R_{\Sigma_1} dx$ , где  $I_x$  - амплитуда тока на элементе  $dx$ :  $I_x = I_H \sin[k(l - |x|)]$ ;  $R_{\Sigma_1}$  - сопротивление излучения элемента  $dx$ .

Тогда мощность, излучаемая всем вибратором, может быть найдена как мощность, теряемая в эквивалентной двухпроводной линии длиной  $l$  с погонным сопротивлением потерь  $R_{\Sigma_1}$ :  $P_\Sigma = \int_0^l \frac{1}{2} I_x^2 R_{\Sigma_1} dx$ . С другой стороны, мощность, излучаемая вибратором,  $P_\Sigma = I_H^2 R_\Sigma / 2$ .

Приравнявая последние две формулы и производя интегрирование, получаем

$$R_{\Sigma_1} = \frac{2R_\Sigma}{l \left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl}\right)}, \quad \text{откуда} \quad \alpha l = \alpha_\Sigma l = \frac{R_\Sigma}{\rho_B \left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl}\right)}.$$

Таким образом, все величины, входящие в (2.20), известны и, следовательно, входное сопротивление может быть определено для вибратора любой длины.

На рис. 2.10 приведены зависимости активной  $R_{BX}$  и реактивной  $X_{BX}$  составляющих входного сопротивления симметричного вибратора от отношения половины длины вибратора к длине волны для трех значений волнового сопротивления вибратора  $\rho_B$ . Рассмотрение графиков показывает явную зависимость составляющих входного сопротивления от  $\rho_B$  или, что то же самое, от радиуса вибратора. Активная часть входного сопротивления имеет максимальное значение при длине вибратора  $2l = \lambda$ . Максимум реактивной составляющей по сравнению с активной примерно вдвое меньше.

В ряде случаев формула (2.20) для расчета входного сопротивления может быть упрощена. Так, если  $2\alpha l \ll 1$ , что имеет место или при сравнительно коротких вибраторах ввиду малого сопротивления излучения, или при тонких вибраторах, когда велико их волновое сопротивление (см. (2.21)), выражение (2.20) может быть приведено к виду

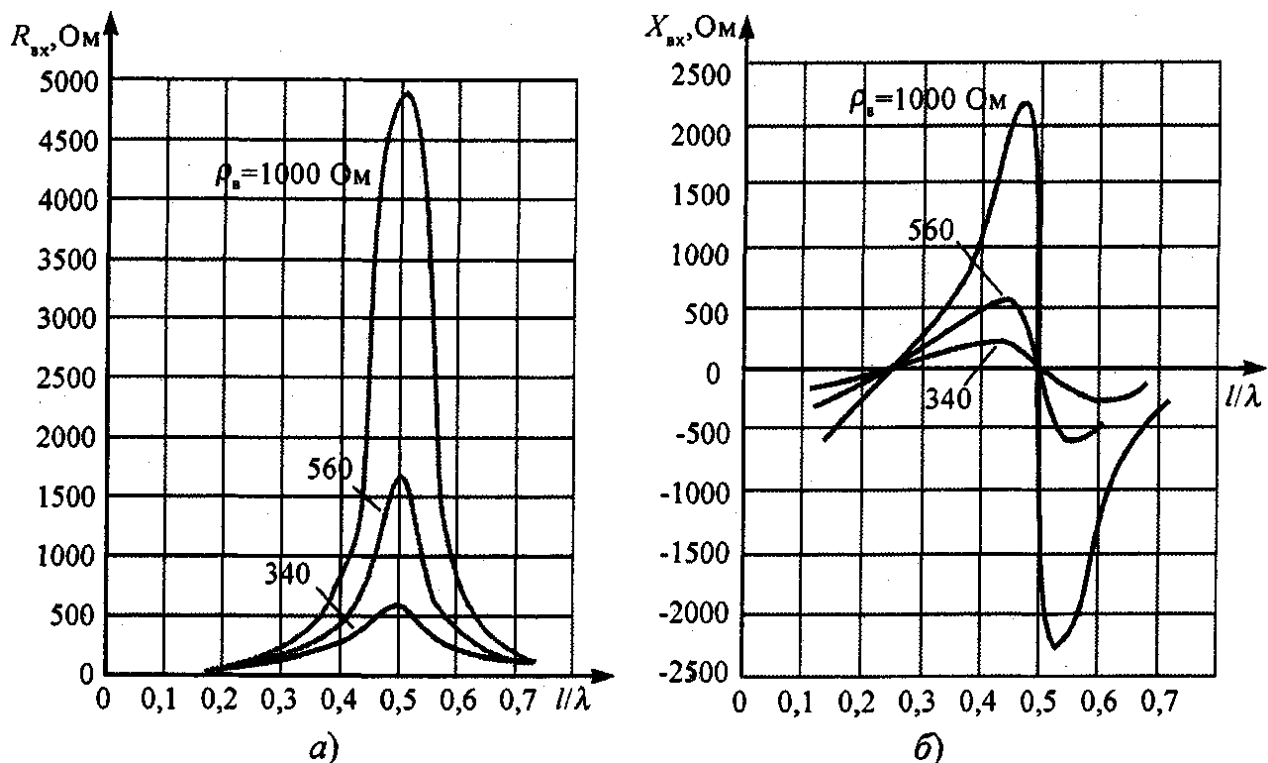
$$Z_{BX} \approx \frac{R_\Sigma}{\sin^2 kl} - j\rho_B \operatorname{ctg} kl. \quad (2.22)$$

**Приближенная формула (2.22), полученная для коротких или тонких вибраторов, может быть использована для расчета вибраторов длиной  $2l < 0,7\lambda$ . При больших длинах входное сопротивление вычисляется по общей формуле (2.20).**

В частном случае полуволнового и волнового вибраторов вычисления по (11.20) приводят к следующим значениям входного сопротивления:

$$Z_{BX \lambda/2} = R_{\Sigma} = 73,1 \text{ Ом}; \quad Z_{BX \lambda} = \frac{\rho_B^2}{R_{\Sigma}} = \frac{1000^2}{200} = 5000 \text{ Ом}.$$

Таким образом, при питании вибратора в пучности тока ( $2l = \lambda/2$ ) его входное сопротивление значительно меньше, чем при питании в узле ( $2l = \lambda$ ). Кроме того, следует подчеркнуть **совпадение значения входного сопротивления и сопротивления излучения полуволнового вибратора**, что связано с



**Рисунок 2.10 – Входное сопротивление симметричного вибратора:  
а) – активная составляющая; б) – реактивная составляющая**

совпадением при этой длине вибратора значений входного тока  $I_{BX} = I_0$  и тока в пучности  $I_{II}$ .

Входное сопротивление вибратора вблизи резонанса (см. (2.20) и (2.22)) зависит от частоты тем значительнее, чем выше его волновое сопротивление. Поэтому для расширения полосы пропускания следует применять вибраторы с пониженным волновым сопротивлением, т.е. вибраторы большой толщины. При этом графики зависимостей реактивной части входного сопротивления вблизи резонансов сглаживаются (рис. 2.10, б), а активная составляющая входного сопротивления вибратора длиной  $2l = \lambda$  резко понижается (рис. 2.10, а), что упрощает согласование с фидером.

## 2.5 Сравнительный анализ строгой и приближенной теорий вибратора

Сравним основные результаты строгой теории симметричного вибратора и рассмотренной приближенной. Из строгого решения, постановка которого сделана в п. 2.1, следует:

1) если длина сравнительно тонких вибраторов ( $ka < 0,05$ ) кратна или близка к целому числу полуволн, то распределение тока по вибратору в первом приближении не зависит от внешнего поля и является синусоидальным;

2) при длине вибратора, значительно отличающейся от резонансной (т.е. от  $p \frac{\lambda}{2}$ ) или в случае вибраторов средней ( $ka < 0,1 - 0,5$ ) и большой толщины ( $ka > 0,5$ ) распределение тока существенно отличается от синусоидального;

3) зависимость распределения тока от толщины вибратора влияет на его диаграмму направленности - с увеличением толщины вибратора направления нулевого излучения заменяются направлениями минимального излучения, уровень которого тем выше, чем толще вибратор;

4) при питании вибратора в пучности тока сосредоточенной ЭДС действительная часть входного сопротивления равна сопротивлению излучения и в первом приближении не зависит от формы и толщины вибратора. Величина активной составляющей входного сопротивления ( $R_{\Sigma}$ ) при этом такая же, как и в случае расчета по методу вектора Пойнтинга.

Реактивная составляющая заметно зависит от размеров поперечного сечения вибратора и его точной длины. Ниже приведены значения входного сопротивления цилиндрического полуволнового вибратора при различных значениях его радиуса.

$l/a$	$Z_{вх}, \text{ Ом}$
$\infty$ .....	73,1+j42,5
7070 .....	73,1+j30
707 .....	73,1+j24
70,7 .....	73,1+j12

Так, при бесконечно тонких проводниках вибратора ( $ka \rightarrow 0$ ) входное сопротивление вибратора длиной  $2l = \lambda/2$  оказывается *комплексным* и равным  $Z_{вх} = (73,1 + j42,5) \text{ Ом}$ ;

5) резонансная длина вибратора меньше длины точно кратной  $\lambda/2$  и тем меньше, чем толще вибратор.

Укорочение  $\Delta l$ , необходимое для настройки в резонанс широко используемого на практике полуволнового вибратора, может быть определено по формуле

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{0,225}{\ln l/a}. \quad (2.23)$$

В случае тонких вибраторов укорочение составляет примерно 3...5% от длины  $2l = \lambda/2$ ; для толстых вибраторов 15...20%.

Таким образом, из рассмотренной теории можно сделать вывод о целесообразности использования резонансного вибратора длиной  $2l \approx \lambda/2$  (или  $2l \approx \lambda$ ), у которого входное сопротивление чисто активное и ДН однолепестковая.



### 3 АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

#### 3.1 Антенные решетки и классификация

Направленность действия простейшей антенны - симметричного вибратора - невысокая. Для увеличения направленности действия уже на первых этапах развития антенной техники стали применять систему вибраторов - **антенные решетки (АР)**. В настоящее время антенные решетки - наиболее распространенный класс антенн, элементами которых могут быть как слабонаправленные излучатели (металлические и щелевые вибраторы, волноводы, диэлектрические стержни, спирали и т.д.), так и остронаправленные антенны (зеркальные, рупорные и др.).

Применение антенных решеток обусловлено следующими причинами. Решетка из  $N$  элементов позволяет увеличить приблизительно в  $N$  раз коэффициент направленного действия (КНД) (и соответственно усиление) антенны по сравнению с одиночным излучателем, а также сузить луч для повышения точности определения угловых координат источника излучения в навигации, радиолокации и других радиосистемах. С помощью АР удается поднять электрическую прочность антенны и увеличить уровень излучаемой (принимаемой) мощности путем размещения в каналах решетки независимых усилителей высокочастотной энергии. Одним из важных преимуществ решеток является возможность быстрого (безынерционного) обзора пространства за счет качания луча антенны электрическими методами (электрического сканирования). Помехозащищенность радиосистемы зависит от уровня боковых лепестков (УБЛ) антенны и возможности подстройки (адаптации) его по помеховой обстановке. Антенная решетка является необходимым звеном для создания такого динамического пространственно-временного фильтра или просто для уменьшения УБЛ. **Одной из важнейших задач современной бортовой радиоэлектроники является создание комплексированной системы, совмещающей несколько функций, например радионавигации, РЛС, связи и т.д.** Возникает необходимость создания антенной решетки с электрическим сканированием с несколькими лучами (многолучевой, моноимпульсной и т.д.), работающей на различных частотах (совмещенной) и имеющей различные характеристики.

Имеется ряд конструктивно-технологических преимуществ антенных решеток для бортовых и наземных устройств по сравнению с другими классами антенн. Так, улучшение массогабаритных характеристик бортовой аппаратуры происходит за счет использования печатных антенных решеток. Снижение стоимости больших радиоастрономических телескопов достигается благодаря применению зеркальных антенных решеток.

Антенные решетки могут быть классифицированы по следующим основным признакам: геометрии расположения излучателей в пространстве, способу их возбуждения, закономерности размещения излучающих элементов в самой решетке, способу обработки сигнала в решетке, амплитудно-фазовому распределению токов (поля) по решетке и типу излучателей. В зависимости от геометрии расположения излучателей АР подразделяются на *линейные, дуговые, кольцевые, плоские, выпуклые* (цилиндрические, конические, сферические и др.) и *пространственные* (трехмерные) (рис. 3.1). Пространственная решетка в простейшем случае представляет собой систему из двух плоских решеток, параллельно расположенных в пространстве.

Размещение излучателей в самой решетке может быть эквидистантное, у которого шаг (расстояние между излучателями) - величина постоянная (см. рис. 3.1, а-д), и неэквидистантное, у которого шаг меняется по определенному закону или случайным образом (рис. 3.1, з). В плоской АР излучатели могут быть расположены в узлах прямоугольной (рис. 3.2, а) или косоугольной координатной системы.

Если косоугольная сетка состоит из равносторонних треугольников, то такая структура образует правильные шестиугольники и называется *гексагональной*

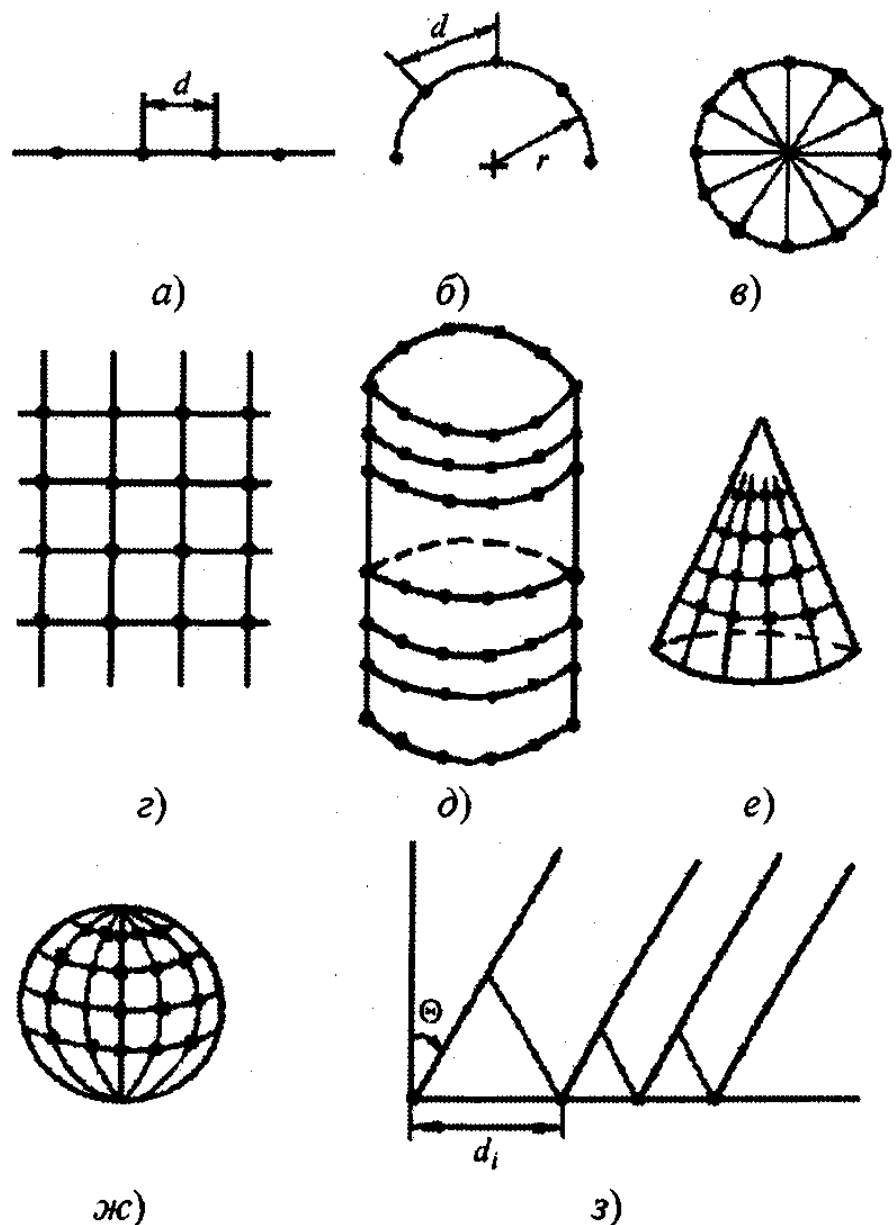


Рисунок 3.1 – Антенные решетки:  
 а) – линейная; б) – дуговая; в) – кольцевая; г) – плоская; д) – цилиндрическая; е) – коническая; ж) – сферическая; з) – неэквидистантная

(рис. 3.2,б).

По способу возбуждения (питания) излучателей различают решетки с последовательным и параллельным питанием. Возможен также пространственный способ возбуждения, который называют иногда *оптическим* или «эфирным» (рис. 3.3,з).

В больших антенных решетках применяют комбинации последовательно-параллельного питания излучателей, особенно в случае разделения всей антенной решетки на подрешетки (модули) меньших размеров. При последовательном питании элементы решетки возбуждаются

падающей волной последовательно друг за другом (рис. 3.3,а), а при параллельном - независимо (рис. 3.3,б).

Частным случаем параллельного питания является схема типа «елочка», образующаяся за счет каскадного деления подводимой мощности на две части (рис. 3.3,в). В случае пространственного возбуждения элементы решетки возбуждаются падающей вол-

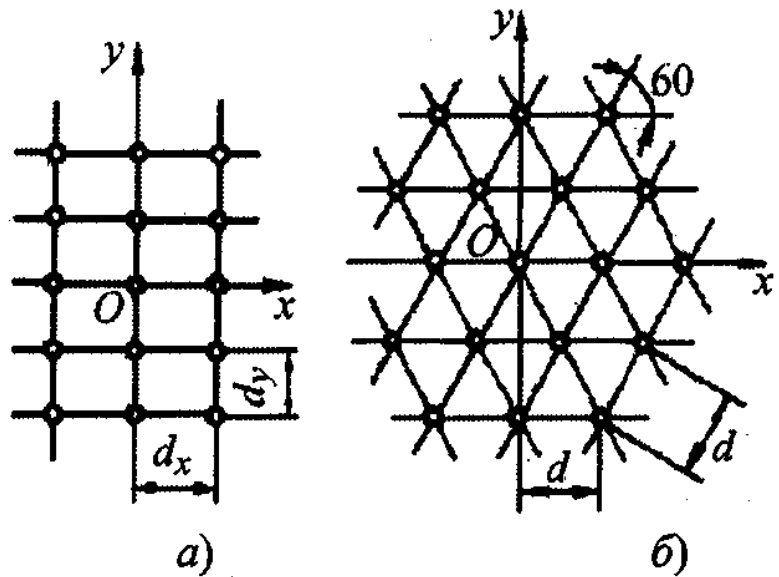


Рисунок 3.2 – Плоская прямоугольная (а) и гексагональная (б) решетки

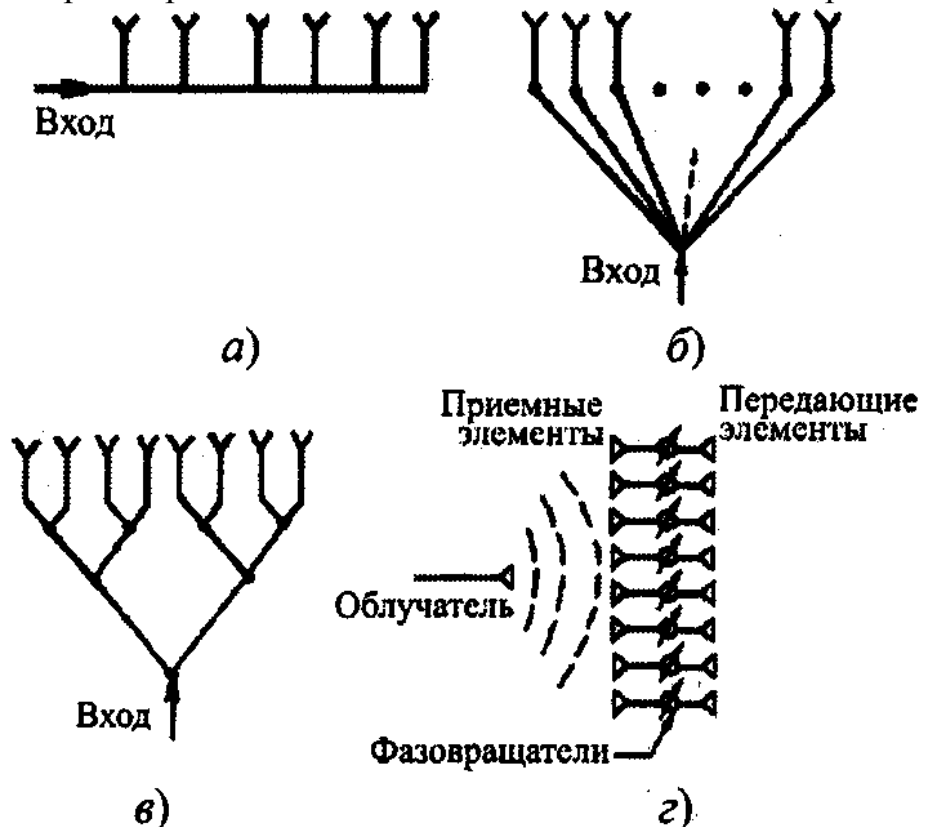


Рисунок 3.3 – Возбуждение излучателей в решетке: а) – последовательная схема; б) – параллельная схема; в) – схема питания типа «елочка»; з) - пространственное возбуждение

ной от первичного облучателя (рис. 3.3,з).

В питающем антенную решетку тракте (фидере) возможна различная пространственно-временная обработка сигнала. Изменение фазового распределения в решетке с помощью системы фазовращателей в питающем тракте (рис. 3.3,з) позволяет управлять максимумом диаграммы направленности. Такие решетки называются *фазированными антенными решетками (ФАР)*. Если к каждому излучателю ФАР или к их группе подключается усилитель мощности, генератор или преобразователь частоты, то такие решетки называются *активными фазированными антенными решетками (АФАР)* (рис. 3.4,а,б). Приемные АР с саморегулируемым амплитудно-фазовым распределением в зависимости от помеховой обстановки называются, *адаптивными*. Приемные АР с обработкой сигнала методами когерентной оптики называются *радиооптическими*. Приемные АР, в которых вся обработка ведется цифровыми процессами, называются *цифровыми АР*.

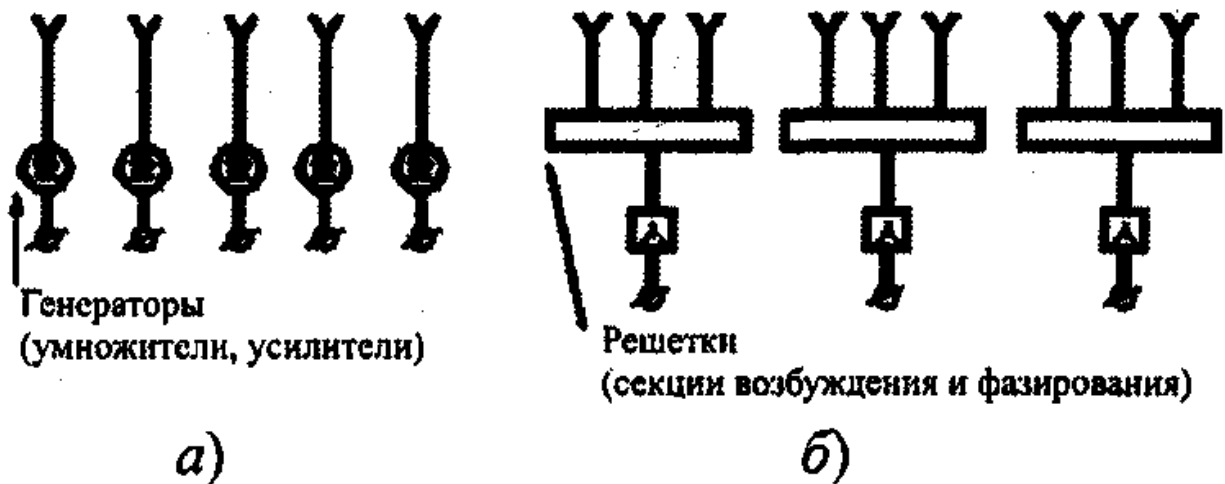


Рисунок 3.4 – Активные фазированные решетки:

а) – активный элемент в каждом излучателе; б) – активный элемент на группу излучателей (модульная конструкция)

Совмещенные антенные решетки имеют в своем излучающем раскрытии два (или более) типа излучателей, каждый из которых работает в своем рабочем диапазоне.

Антенные решетки, формирующие с одного излучающего раскрытия несколько независимых (ортогональных) лучей и имеющие соответствующее число выходов, называются *многолучевыми*.

В зависимости от соотношения амплитуд токов возбуждения различают решетки с равномерным, экспоненциальным и симметрично спадающим амплитудными распределениями относительно центра решетки. Если фазы токов излучателей изменяются вдоль линии их размещения по линейному закону, то такие решетки называют *решетками с линейным фазовым распределением*. Частным случаем таких решеток являются синфазные решетки, у которых фазы тока всех элементов одинаковы.

### 3.2 Методы расчета характеристик антенных решеток

При рассмотрении общих методов расчета характеристик АР удобнее вначале остановиться на расчете АР, образованных системой полуволновых вибраторов. В строгой электродинамической постановке задача об излучении системы тонких полуволновых вибраторов аналогична ранее рассмотренной задаче об излучении одиночного вибратора. Различие состоит в замене одного вибратора системой вибраторов, каждый из которых возбуждается своим сторонним источником. Поступая, как при строгом решении задачи излучения симметричного вибратора, можно установить связи между сторонними источниками и параметрами АР. Токи в излучателях АР могут быть найдены из совместного решения системы интегральных уравнений. Такое решение оказывается на порядок сложнее, чем для одиночного излучателя, и весьма затрудняет выявление основных закономерностей антенных решеток. В теории антенн используют приближенные методы, в которых общую задачу расчета АР условно разделяют на две задачи: внешнюю и внутреннюю. Решение внешней задачи состоит в нахождении характеристик направленности антенны при известном амплитудно-фазовом распределении токов (полей) по элементам АР. Это распределение считается известным из решения внутренней задачи и достигается соответствующим подбором сторонних источников возбуждения. Решение внутренней задачи состоит в определении амплитудно-фазового распределения в АР при заданных сторонних источниках, что необходимо для возбуждения (питания) АР. Решение внешней задачи можно провести в общем виде для различных АР и затем установить характеристики направленности. Поэтому ниже подробно остановимся на общем приближенном методе расчета внешней задачи. Следует заметить, что методы решения внутренней задачи оказываются различными для разных типов излучателей АР и будут рассмотрены далее. Поле излучения антенной решетки представляет собой результат интерференции полей отдельных излучателей. Поэтому надо найти отдельно поле от каждого излучателя в данной точке пространства, а затем - сумму полей всех излучателей при учете амплитудных и фазовых соотношений, а также поляризации полей.

**Расчет диаграммы направленности таких антенн целесообразно проводить в следующем порядке:**

- 1) определить амплитудную и фазовую диаграммы излучения отдельных элементов, составляющих антенную решетку;
- 2) найти фазовый центр каждого излучателя и заменить излучатели воображаемыми точечными излучателями, расположив последние в фазовых центрах реальных излучателей. Каждому точечному излучателю приписать равномерную фазовую диаграмму и амплитудную диаграмму реального излучателя, тогда точечный излучатель по внешнему действию будет полностью эквивалентен реальному излучателю;

3) вычислить амплитуды и фазы полей, создаваемые эквивалентными излучателями в произвольной точке пространства (каждым в отдельности), при этом рассматривать поле на большом (по сравнению с размерами антенны и длиной волны) расстоянии от точки наблюдения до всех излучателей (одинаковым и равном расстоянию до какого-либо излучателя). Расчет фаз следует, однако, вести с учетом разницы в расстояниях до каждого излучателя. При определении разницы в расстояниях в целях упрощения следует считать направления на точку наблюдения параллельными для всех излучателей. При вычислении фаз надо определять фазы по отношению к фазе поля какого-либо одного излучателя, принимаемой за начальную;

4) определить амплитуду и фазу поля всей антенны путем суммирования полей всех составляющих ее излучателей, учитывая амплитудные и фазовые соотношения, а также поляризацию полей.

### 3.3 Излучение линейной синфазной антенны

При расчете поля излучения синфазной антенны с равномерным амплитудным распределением приходится иметь дело со сложением некоторого числа одинаково поляризованных гармонических колебаний с равными амплитудами и фазами, отличающимися друг от друга на одинаковый угол. Сумма таких колебаний определяется как сумма (ряд таких колебаний) членов геометрической прогрессии или геометрическим путем. Пусть имеется

$$A \cos \omega t + A \cos \omega t (\omega t + \psi) + A \cos \omega t (\omega t + 2\psi) + \dots + A \cos \omega t (\omega t + (N-1)\psi).$$

Представим каждое слагаемое вектором, имеющим модуль, равный амплитуде поля излучения  $A$ , и расположенным соответственно фазе колебания  $\psi$ . При суммировании векторов образуется правильный многоугольник (рис. 3.5). Опишем вокруг него окружность радиусом  $\rho$  с центром в точке  $O$ , тогда  $ad = 2\rho \sin(N \cdot \psi/2)$ , так как  $\angle aOd = N\psi$ .

Из  $\Delta aOb$   $A = 2\rho \sin \psi/2$ , откуда

$$\rho = \frac{A}{2 \sin(\psi/2)}.$$

Таким образом, амплитуда результирующего колебания

$$ad = A \frac{\sin(N \cdot \psi/2)}{\sin(\psi/2)}.$$

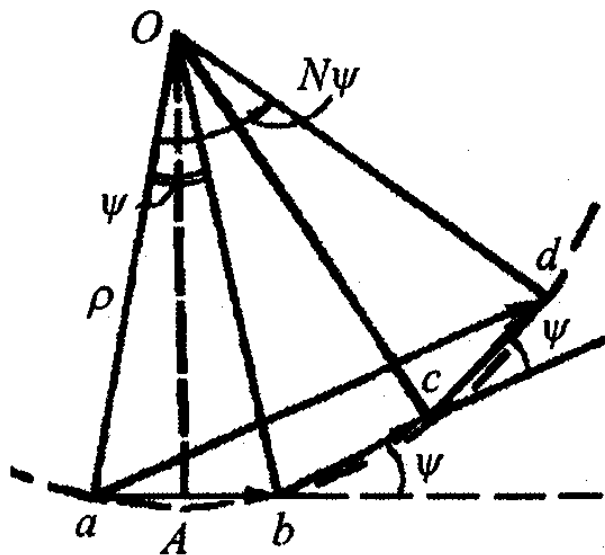


Рисунок 3.5 – Векторная диаграмма суммирования полей излучателей

Фаза результирующего колебания по отношению к фазе начального колебания определяется величиной угла  $dab$  и равна  $\frac{N-1}{2}\psi$ . Сумма всех колебаний

$$\sum_{n=1}^N A \cos(\omega t + (n-1)\psi) = A \frac{\sin(N \cdot \psi/2)}{\sin(\psi/2)} \cos\left(\omega t + \frac{N-1}{2}\psi\right), \quad (3.1)$$

где  $\psi$  - разность фаз между соседними колебаниями.

Фаза результирующего колебания опережает фазу исходного на угол  $\frac{N-1}{2}\psi$ .

Рассмотрим распространенные антенные решетки, составленные из вертикальных или горизонтальных полуволновых вибраторов (рис. 3.6, а, б).

Такие антенны состоят из синфазно питаемых полуволновых вибраторов, одинаково ориентированных и расположенных на одинаковом расстоянии  $d$  друг от друга. Направление расположения образует прямую линию.

Для расчета диаграмм направленности заменим каждый вибратор эквивалентным точечным излучателем, расположив его в фазовом центре, т.е. в середине вибратора. Тогда независимо от того, горизонтальные или вертикальные вибраторы в решетке, схема примет вид, показанный на рис. 3.6, в).

Поле такой антенны - результат интерференции полей вибраторов. Будем считать, что все излучатели в решетке имеют одинаковые ДН. Так как вибраторы параллельны, то поля одинаково поляризованы, а следовательно, можно пользоваться полученной выше формулой для суммарного поля. Рассматривая поле далеко от антенны, т.е. на расстоянии  $r \gg \lambda$ , можно считать, что  $r_1 \approx r_2 \approx r_3 \approx \dots \approx r_n$  (см. рис. 3.6, в).

Пусть мгновенное значение тока в пучности каждого вибратора описывается уравнением  $i = I \sin \omega t$ . Тогда суммарное поле в точке наблюдения от всей антенны

$$E = \sum_{n=1}^N A f_1(\Theta, \varphi) \cos(\omega t - kr_n), \quad (3.2)$$

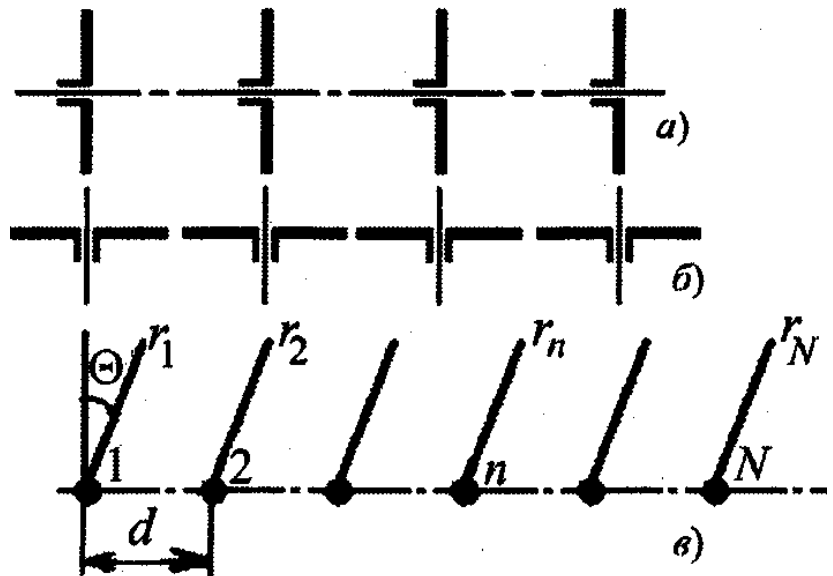


Рисунок 3.6 – Линейная решетка излучателей:

а) – решетка вертикальных вибраторов;

б) - решетка горизонтальных вибраторов;

в) – к расчету ДН линейных АР

где  $f_1(\Theta, \varphi)$  - диаграмма направленности эквивалентного излучателя в решетке, которую примем в рамках приближенной теории, одинаковой для всех излучателей;  $A$  - постоянный (амплитудный) множитель, не зависящий от углов  $\Theta, \varphi$ ;  $r_n$  - расстояние от  $n$ -го излучателя до точки наблюдения.

Примем фазу поля от наиболее удаленного излучателя (в рассматриваемом случае - первого) за начальную. Тогда для определения фазы поля  $n$ -го излучателя необходимо предварительно выразить расстояние от этого излучателя до точки наблюдения через расстояние  $r_1$ . Из рис. 3.6,в) видно, что

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 - d \sin \Theta, \\ r_3 &= r_2 - d \sin \Theta = r_1 - 2d \sin \Theta, \\ &\dots\dots\dots \\ r_n &= r_1 - (n-1)2d \sin \Theta. \end{aligned}$$

Подставляя значение  $r_n$  в формулу (3.2), получаем

$$\begin{aligned} E &= \sum_{n=1}^N Af_1(\Theta, \varphi) \cos\{\omega t - k[r_1 - (n-1)]\} = \\ &= Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{N}{2} kd \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2} kd \sin \Theta\right)} \cos\left(\omega t - kr_1 + \frac{N-1}{2} kd \sin \Theta\right), \end{aligned} \quad (3.3)$$

где  $\psi = kd \sin \Theta$  - разность фаз между полями соседних излучателей;  $k = 2\pi/\lambda$ .

Проведем анализ полученного выражения. Амплитудная диаграмма направленности, согласно формуле (3.3), определяется как

$$E_m = Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} Nd \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)} \quad (3.4)$$

и представляет собой произведение диаграммы составляющего излучателя  $Af_1(\Theta, \varphi)$  на множитель антенны:

$$f_n(\Theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} Nd \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)}. \quad (3.5)$$

Из формулы (3.3) следует, что фаза поля изменяется при изменении угла  $\Theta$ . Таким образом, при отсчете расстояния от наиболее удаленного излучателя синфазная антенна не имеет равномерной фазовой диаграммы, а выбранная точка начала отсчета расстояний не является фазовым центром.

**Фазовой диаграммой** будем называть в дальнейшем ту часть выражения, определяющего фазу поля, которая не зависит от времени (см. (3.3)):



$$\Psi(\Theta, \varphi) = -\frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \frac{\pi}{\lambda} (N-1) d \sin \Theta.$$

Выясним, имеет ли рассматриваемая антенна фазовый центр и где он находится. Предположим, что фазовый центр имеется и находится на линии расположения излучателей на расстоянии  $x$  от первого излучателя. Обозначим расстояние от фазового центра до точки наблюдения через  $r_0$  и выразим расстояние  $r_1$  через  $r_0$ :  $r_1 = r_0 + x \sin \Theta$ , тогда

$$\Psi(\Theta, \varphi) = -\frac{2\pi}{\lambda} r_0 + \frac{\pi}{\lambda} (N-1) d \sin \Theta - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \Theta.$$

Если  $x_0$  - координата фазового центра, то это выражение при  $x = x_0$  не должно зависеть от  $\Theta$ . Требуя выполнения этого условия, получаем  $-\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \Theta + \frac{\pi}{\lambda} (N-1) d \sin \Theta = 0$ , откуда  $x = \frac{N-1}{2} d$ .

Таким образом, рассматриваемая антенна имеет фазовый центр, который совпадает с ее геометрическим центром. Этот вывод справедлив в общем случае для любой синфазной антенны.

При отсчете расстояния от фазового центра с учетом того, что амплитуда поля практически не меняется при перемене начала отсчета в пределах антенны, поле

$$E = Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} Nd \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)} \cos(\omega t - kr_0). \quad (3.6)$$

Так как вибраторы, образующие решетку, обладают слабой направленностью, ДН решетки в основном определяется множителем решетки  $f_n(\Theta, \varphi)$ , который зависит от числа излучателей и расстояния между ними, выраженного в длинах волн  $d/\lambda$  (см. (3.5)). Этот множитель не зависит от угла  $\varphi$ , а это значит, что в плоскости, перпендикулярной линии расположения излучателей (при  $\Theta = 0^\circ$ ), ДН решетки совпадает с диаграммой одиночного излучателя, а поле возрастает пропорционально числу излучателей:

$$E_m Af_1(\Theta, \varphi) N,$$

что следует из выражения (3.4) при  $\Theta = 0^\circ$ .

В плоскости, проходящей через линию расположения излучателей ( $\varphi = \text{const}$ ), ДН решетки отличается от ДН одиночного излучателя. Пусть в этой плоскости ДН одиночного излучателя ненаправленная. Тогда ДН решетки будет определяться только множителем решетки, который в нормированном виде записывают как

$$F_n(\Theta) = \frac{f_n(\Theta)}{f_n(0^\circ)} = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{N \sin \frac{\psi}{2}}.$$

Множитель решетки  $F_n(\Theta)$  является периодической функцией с периодом  $2\pi$  и при изменении угла  $\Theta$  проходит через свои максимальные и минимальные значения. Поэтому ДН решетки имеет многолепестковый характер.(3.7). В каждом из периодов этой функции имеется один главный лепесток и несколько боковых. График функции  $F_n(\Theta)$  симметричен относительно точек  $\psi = 0 \pm 2\pi, \dots$ , а сама функция при этих значениях  $\psi$  максимальна.

Между соседними главными лепестками имеется  $N-1$  - направлений нулевого излучения и  $N-2$  боковых лепестков, максимумы которых убывают при

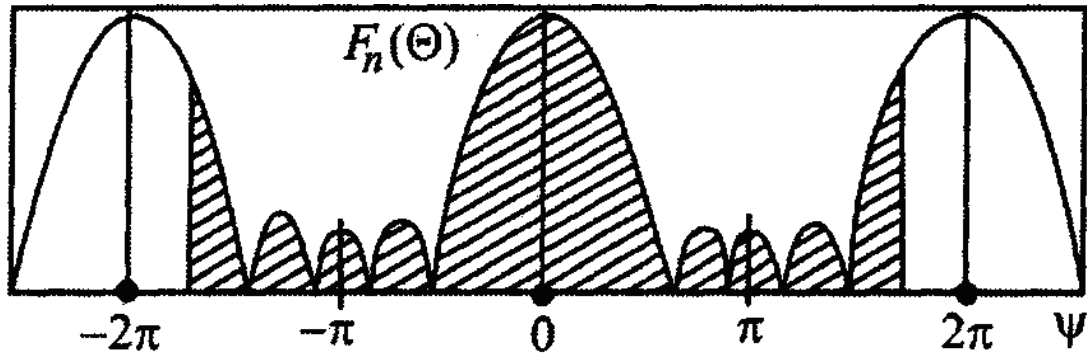


Рисунок 3.7 – График функции  $\left| \frac{\sin(N\psi/2)}{N \sin(\psi/2)} \right|$

(заштрихованная часть соответствует реальной ДН,  $-\pi/2 \leq \Theta \leq \pi/2$ )

удалении от каждого главного лепестка. Наименьшими при этом являются те лепестки ДН, которые находятся в середине интервала между соседними главными максимумами. Относительная величина боковых лепестков

$$\frac{E_{m \text{ Б.Л.}}}{E_{m \text{ max}}} \approx \frac{1}{N \sin\left(\frac{2p+1}{2N} \pi\right)}$$

где  $p = 1, 2, 3, \dots$ . В решетках с большим числом излу-

чателей уровень первых боковых лепестков может быть найден по упрощенной формуле

$$\frac{E_{m \text{ Б.Л.}}}{E_{m \text{ max}}} \approx \frac{1}{(2p+1)\pi},$$

и при  $N \geq 12$  величина первого бокового лепестка равна 0,217 (или -13,2 дБ) относительно главного.

На практике обычно требуется получить ДН решетки с одним главным максимумом излучения. Для этого необходимо, чтобы в интервал изменения обобщенной координаты  $\psi = kd \sin \Theta$ , определяемый неравенством  $-kd \leq \psi \leq kd$  и соответствующий реальной ДН решетки  $-\pi/2 \leq \Theta \leq \pi/2$ , попа-

дал лишь один главный максимум функции  $\left| \frac{\sin(N\psi/2)}{N \sin(\psi/2)} \right|$  (рис 3.7). Это будет в

том случае, если ширина интервала изменения  $\psi$ , равная  $2kd$ , меньше  $4\pi$ , т.е.

$2kd < 4\pi$  или  $d < \lambda$ . Таким образом, расстояние между соседними излучателями в решетке должно быть меньше длины волны генератора. Угловые границы главного лепестка по уровню нулевого излучения могут быть найдены из формулы (3.6) путем приравнивания нулю числителя множителя решетки, так как множитель решетки с изменением угла изменяется значительно быстрее,

$$\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} Nd \sin \Theta\right) = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\pi}{\lambda} Nd \sin(\Theta) = \pm \pi$$

чем первый множитель формулы (3.6), и определяет в основном ДН решетки.

Из последнего соотношения следует  $\sin \Theta_0 = \pm \frac{\lambda}{Nd}$ . При большом числе излучателей ( $N > 4$ ) можно принять  $\sin \Theta_0 \approx \Theta_0$ . Отсюда угловая ширина главного лепестка ДН  $2\Theta_0 \approx \frac{2\lambda}{Nd}$  или  $2\Theta_0 \approx 115^\circ \frac{\lambda}{Nd}$ . Таким образом, для получения узких ДН необходимо увеличивать длину антенны  $Nd$ . Однако, поскольку расстояние между излучателями должно быть меньше длины волны генератора (для получения одного главного максимума излучения), повышения направленности добиваются увеличением числа излучателей решетки  $N$ . Ширину ДН по уровню 0,7 поля можно определить по приближенной формуле

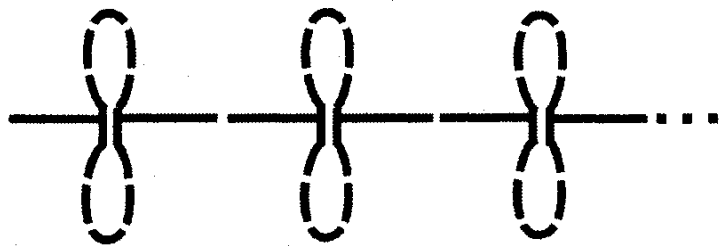
$$2\Theta_{0,7E} \approx 0,89 \frac{\lambda}{Nd} \text{ рад или } 2\Theta_{0,7E} \approx 51^\circ \frac{\lambda}{Nd}. \quad (3.7)$$

Формула (3.7) тем точнее, чем больше число вибраторов в решетке при заданной величине отношения  $d/\lambda$ . Практически ею можно пользоваться, если  $Nd > 3\lambda$ .

Если излучатели, образующие линейную синфазную антенну, обладают направленными свойствами в плоскости, проходящей через линию их расположения (рис. 3.8), то расстояние между излучателями можно взять большим длины волны генератора ( $d > \lambda$ ).

В этом случае в интервале изменения обобщенной координаты  $\psi$ , соответствующей реальной ДН решетки, может оказаться несколько максимумов функции  $\sin(N\psi/2)/\sin(\psi/2)$ . В результирующей ДН они будут отсутствовать, если в этих направлениях ДН одиночного элемента решетки имеет нулевое или почти нулевое значение. Таким образом, выбором соответствующего расстояния между излучателями (при  $d > \lambda$ ) можно получить результирующее излучение с относительно низким уровнем боковых лепестков.

Если расстояние между излучателями выбрано таким, что можно пренебречь влиянием их полей друг на друга, то КНД решетки можно подсчитать по



**Рисунок 3.8 – Линейная решетка направленных излучателей**

Если расстояние между излучателями выбрано таким, что можно пренебречь влиянием их полей друг на друга, то КНД решетки можно подсчитать по

приближенной формуле  $D_0 \approx ND_{01}$ , где  $D_{01}$  - коэффициент направленного действия одиночного излучателя в свободном пространстве. Рассмотренные линейные решетки обладают направленностью только в одной плоскости - в плоскости расположения излучателей.

### 3.4 Излучение плоской и пространственной синфазных решеток

Для сужения ДН в двух ортогональных плоскостях, т.е. для получения излучения в узком телесном угле, применяют плоские решетки (рис. 3.9), состоящие из  $N_2$  рядов излучателей. Каждый ряд состоит из  $N_1$  излучателей. Та-

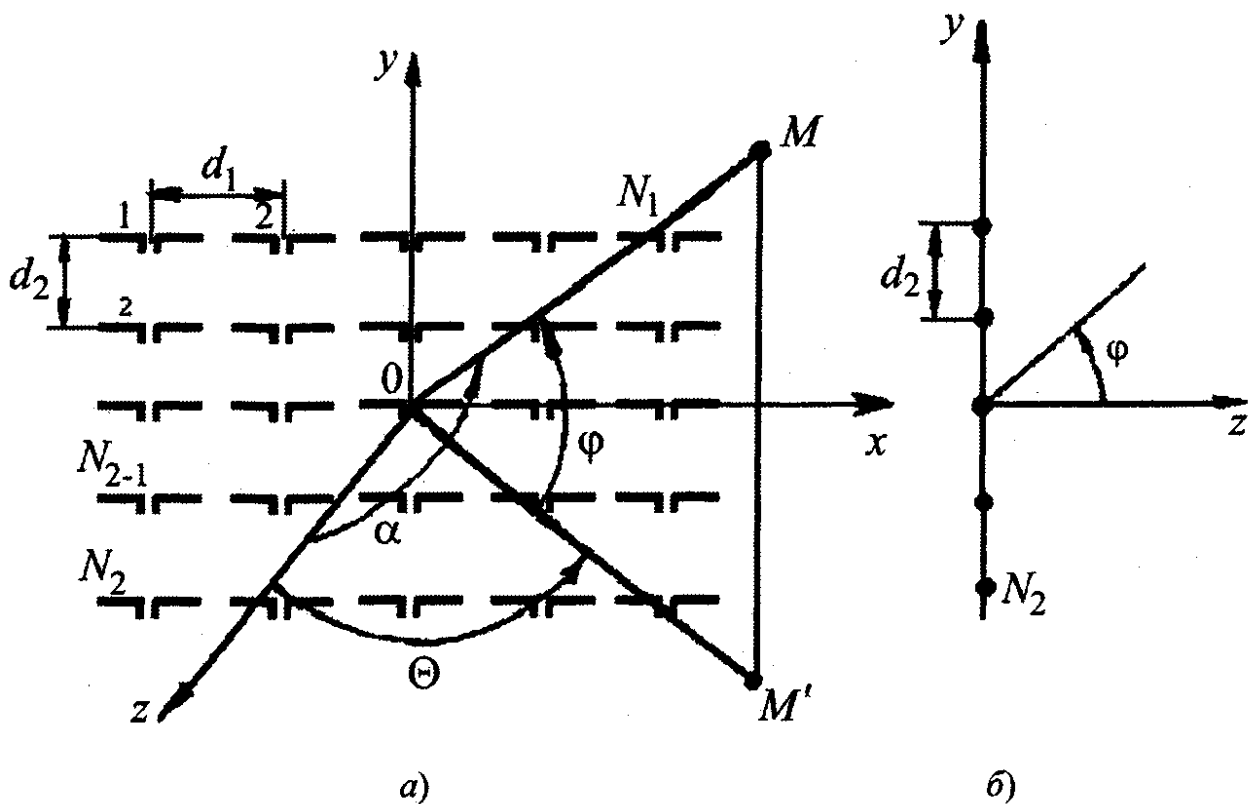


Рисунок 3.9 – Плоская решетка излучателей:  
а) – общий вид; б) – к расчету ДН решетки

ким образом, общее количество излучателей в решетке составляет  $N = N_1 N_2$ .

При расчете ДН плоской решетки сначала рассчитывают ДН линейной решетки (одного ряда), а затем каждый ряд излучателей заменяют эквивалентным точечным излучателем, помещенным в фазовом центре линейной решетки. Следовательно, расчет плоской решетки сводится к расчету линейной решетки, расположенной вертикально (рис. 3.9, б), каждый эквивалентный излучатель которой имеет амплитудную диаграмму  $Af_1(\Theta, \varphi) \sin(N_1 \psi_1 / 2) / (\sin(\psi_1 / 2))$ .

Суммируя поля таких излучателей в дальней зоне с учетом равенства амплитуд токов в вибраторах и принимая ДН элементов решетки  $f_1(\Theta, \varphi)$  одинаковыми, получаем

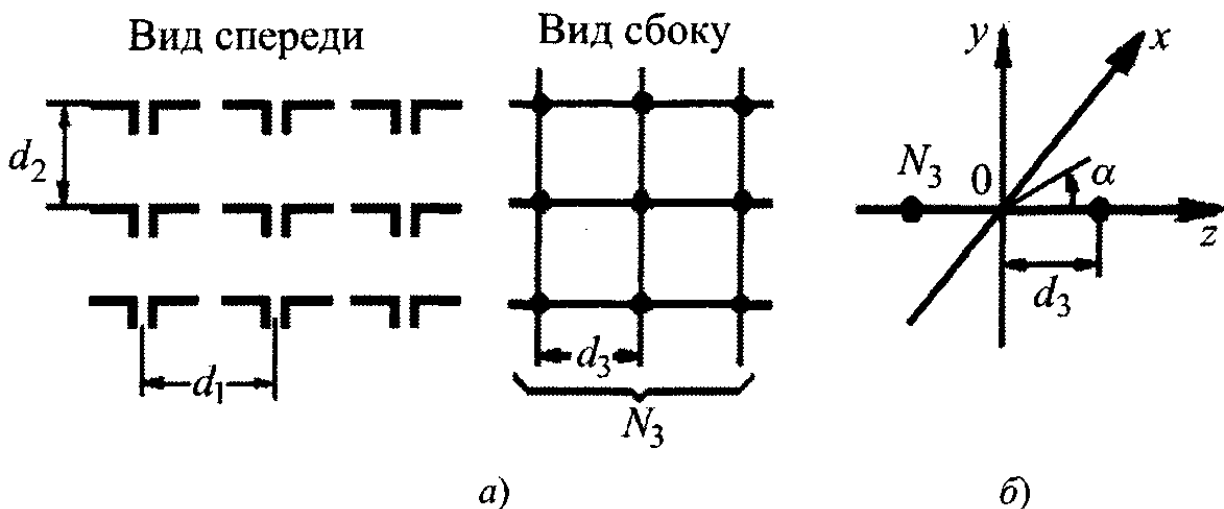
$$E_m(\Theta, \varphi) = Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin \frac{N_1 \psi_1}{2} \sin \frac{N_2 \psi_2}{2}}{\sin \frac{\psi_1}{2} \sin \frac{\psi_2}{2}}, \quad (3.8)$$

где  $\psi_1 = kd_1 \sin \Theta$  и  $\psi_2 = kd_2 \sin \varphi$  - обобщенные координаты;  $\Theta$  и  $\varphi$  - углы, отсчитываемые от нормали к антенне в соответствующих плоскостях.

Для получения одного главного максимума диаграммы направленности в области углов  $-\frac{\pi}{2} \leq \Theta \leq \frac{\pi}{2}$  и  $-\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$  расстояние между излучателями в решетке должно быть меньше длины волны  $d_{1,2} < \lambda$ .

Плоская решетка, выполненная из симметричных вибраторов, имеет два главных максимума излучения, соответствующих углам  $\Theta = 0^\circ$  ( $\varphi = 0^\circ$ ) и  $\Theta = 180^\circ$  ( $\varphi = 0^\circ$ ). При этом амплитуда поля в максимуме ДН  $E_m(0^\circ, 0^\circ) = Af_1(0^\circ, 0^\circ) N_1 N_2$ .

Для увеличения пространственной направленности, т.е. уменьшения ширины основного лепестка в обеих главных плоскостях, применяются трехмерные (пространственные) решетки, состоящие из нескольких ( $N_3$ ) одинаковых плоских решеток, расположенных параллельно и следующих друг за другом (рис. 3.10,а). При расчете ДН каждая плоская решетка заменяется эквивалентным точечным излучателем (рис. 3.10,б) и рассчитывается множитель антенны



**Рисунок 3.10 – Пространственная решетка:**  
а) – общий вид; б) – к расчету ДН

с использованием формулы (3.1) суммирования полей:

$$E_m(\Theta, \varphi) = Af_1(\Theta, \varphi) f_{n_1}(\Theta) f_{n_2}(\varphi) f_{n_3}(\alpha) =$$

$$= Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin \frac{N_1 \psi_1}{2} \sin \frac{N_2 \psi_2}{2} \sin \frac{N_3 \psi_3}{2}}{\sin(\psi_1/2) \sin(\psi_2/2) \sin(\psi_3/2)}, \quad (3.9)$$

где  $\psi_3 = kd_3 \sin(90 - \alpha)$ , причем угол  $\alpha = \Theta$  при расчете ДН в горизонтальной плоскости (пл.  $zOx$  на рис. 3.10, *a* и *б*) и угол  $\alpha = \pi$  при расчете ДН в вертикальной плоскости (пл.  $zOy$ ).

Если плоские решетки запитываются в фазе, то для обеспечения максимального излучения в том же направлении, что и максимальное излучение каждой решетки, расстояние между ними  $d_3$  должно равняться  $\lambda$ . Для уменьшения габаритов антенны расстояние берется равным  $\lambda/2$ , а питание осуществляется со сдвигом фазы на  $\pi$ . В обоих случаях антенна имеет максимум излучения в направлении линии расположения решеток в обе стороны  $\alpha = 0$  и  $180^\circ$  (рис. 3.10).

Для создания направленного излучения в одну сторону фазы питания двух плоских решеток должны быть сдвинуты на  $\pi/2$ , а расстояние между ними  $d_3 = \lambda/4$ .

### 3.5 Решетка с линейным набегом фазы. Антенны с электрическим сканированием

Рассмотрим систему идентичных излучателей, параллельных друг другу и расположенных на одной прямой (рис. 3.11). Пусть амплитуды токов в излучателях одинаковы, а фаза тока в любом излучателе отличается от фазы тока предыдущего излучателя на одну и ту же величину  $\psi_1$ , т.е. фазовое распределение по антенне линейное. Примем фазу тока в первом излучателе за нулевую, тогда фаза в  $n$ -м излучателе будет  $(n-1)\psi_1$ , и поле, созданное этим излучателем в дальней зоне, найдем как

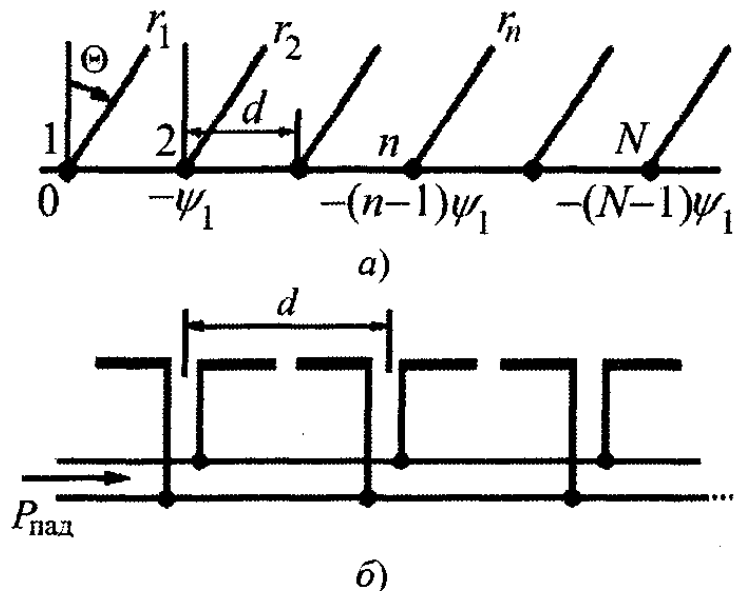


Рисунок 3.11 – Линейная решетка с линейным набегом фазы:  
*a*) – к расчету ДН; *б*) – схема возбуждения

$$E_n = Af_1(\Theta, \varphi) \cos(\omega t - kr_n + (n-1)\psi_1). \quad (3.10)$$

Учитывая, что  $r_n = r_1 - (n-1)d \sin \Theta$  (рис. 3.11,а), выражение (3.10) запишем в виде

$$E_n = Af_1(\Theta, \varphi) \cos(\omega t - kr_1 + (n-1)(kd \sin \Theta + \psi_1)).$$

Поле всей АР определяется, как и ранее, суммированием полей отдельных излучателей:

$$E = \sum_{n=1}^N E_n = Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)} \cos(\omega t - kr_0), \quad (3.11)$$

где  $\psi = kd \sin \Theta + \psi_1$  - сдвиг по фазе между полями соседних излучателей в точке наблюдения;  $r_0$  - расстояние от фазового (геометрического) центра решетки до точки наблюдения.

Рассмотрим множитель антенны

$$f_n(\Theta) = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}} = \frac{\sin \left( \frac{\pi}{\lambda} Nd \left( \sin \Theta + \frac{\psi_1}{kd} \right) \right)}{\sin \left( \frac{\pi}{\lambda} d \left( \sin \Theta + \frac{\psi_1}{kd} \right) \right)}. \quad (3.12)$$

**В отличие от синфазной антенны этот множитель зависит от сдвига фаз питания излучателей  $\psi_1$ .**

Максимум излучения в такой антенне имеет место для тех направлений в пространстве, для которых удовлетворяется условие  $\psi = 2\pi p$ , где  $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , т.е. **разность фаз полей излучателей, вызванная разностью хода лучей, полностью компенсируется разностью фаз токов излучателей:**

$$kd \sin \Theta_{\text{гл}} + \psi_1 = kd \left( \sin \Theta_{\text{гл}} + \frac{\psi_1}{kd} \right) = 2\pi p,$$

откуда

$$\sin \Theta_{\text{гл}} = -\frac{\psi_1}{kd} + p \frac{\lambda}{d}. \quad (3.13)$$

**Это уравнение называют уравнением качания луча, а  $p$  - номером луча максимального излучения.**

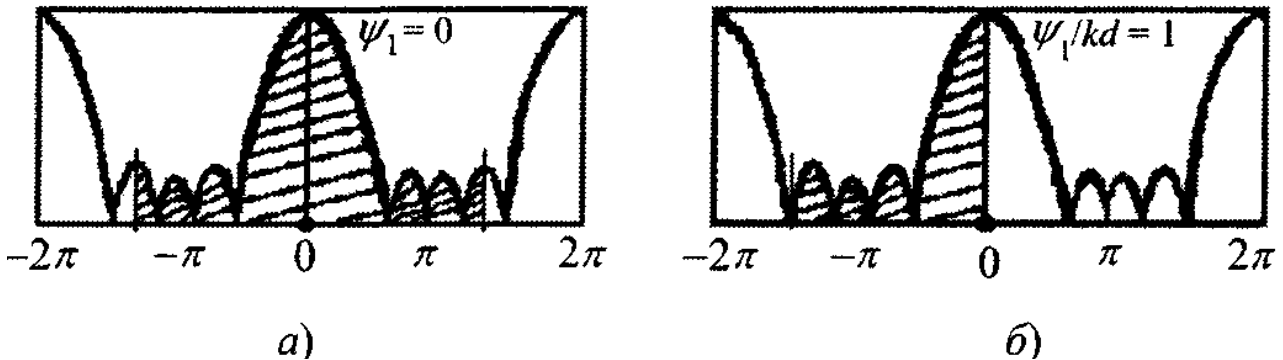
Требуемое линейное фазовое распределение в решетке можно получить путем питания излучателей линией с бегущей волной (рис. 3.11,б). При таком питании фазовый сдвиг между токами соседних излучателей  $\psi_1 = (-2\pi/\lambda)\gamma d$ ;  $\gamma$  - замедление фазовой скорости в питающей линии:  $\gamma = c/v_\phi = \lambda/\lambda_\Gamma$ .

Подставим в выражение (3.13) значение  $\psi_1 = -k\gamma d$ . Тогда уравнение качания луча примет вид

$$\sin \Theta_{\text{гл}} = \gamma + p \lambda/d. \quad (3.14)$$

Из (3.13) следует, что диаграмма направленности имеет несколько главных максимумов. Найдем условие существования одного главного максимума в пределах углов  $\Theta$  от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ .

В множителе антенны  $f_n(\Theta) = \sin(N\psi/2)/\sin(\psi/2)$  этому изменению угла  $\Theta$  соответствует интервал изменения обобщенной координаты  $-kd + \psi_1 \leq \psi \leq kd + \psi_1$ . Так как периодичность функции  $f_n(\Theta)$  составляет  $2\pi$ , аргумент  $\psi$  должен удовлетворять условию  $-2\pi \leq \psi \leq 2\pi$ . Следовательно,  $-2\pi \leq -kd + \psi_1$ ,  $2\pi > kd + \psi_1$ . Отсюда условие существования одного луча с



**Рисунок 3.12 – Множитель решетки из пяти элементов с линейным набегом фазы (заштрихованы участки, соответствующие реальной ДН,  $-\pi/2 \leq \Theta \leq \pi/2$ ) при различных значениях**

$$\psi_1: \text{ а) } -\psi_1 = 0; \text{ б) } -\psi_1 = kd$$

номером  $p = 0$  в синфазной решетке ( $\psi_1 = 0$ ) следующее:  $kd < 2\pi$  и  $d < \lambda$  (рис. 3.12,а). В этом случае  $\Theta_{ГЛ} = 0^\circ$ , т.е. главный максимум излучения перпендикулярен оси антенны.

Если, в частности,  $\psi_1 = kd$ , то условие существования одного луча (нулевого) имеет вид  $2kd < 2\pi$  и  $d < \lambda/2$ . Единственный главный максимум решетки в этом случае направлен вдоль ее оси (рис. 3.12,б), т.е.  $\Theta_{ГЛ} = 90^\circ$ . При промежуточных значениях  $\psi_1 < kd$  направление максимального излучения луча с номером  $p = 0$  составляет некоторый угол, отличный от 0 и  $90^\circ$ , а шаг

$$\lambda/2 < d < \lambda.$$

Допустимую величину шага в решетке при  $0 < \Theta_{ГЛ} < 90^\circ$  можно найти из соотношений  $-2\pi < -kd + \psi_1$ ,  $2\pi > kd + \psi_1$ . Подставляя в первое неравенство значение из уравнения качания (3.13) при условии  $p = 0$ , получаем  $-2\pi < -kd - kd \sin \Theta_{ГЛ}$ , откуда

$$d < \lambda / (1 + \sin \Theta_{ГЛ}). \quad (3.15)$$

Направления нулевых значений поля в ДН антенны можно найти из выражения (3.12), приравняв числитель нулю [2].

Из уравнения (3.13) следует, что перемещение луча в антенной решетке в пространстве может быть осуществлено:



1) изменением частоты колебаний подключенного генератора или приемника;

2) изменением фазового сдвига между излучателями с помощью системы фазовращателей, включаемых в питающий тракт;

3) коммутацией (переключением) излучающих элементов решетки, шага излучателей или отрезков питающих трактов.

**Если эти управления положением луча осуществляются электрически, то такие антенны называются электрически сканирующими.** Остро-направленные электрически сканирующие антенны позволяют осуществлять быстрый (безынерционный) обзор пространства, установку луча в заданную точку пространства, сопровождение цели и т.д.

**В антеннах с механическим сканированием управление лучом достигается поворотом, вращением, качанием и т.д. всей антенной системы, что ограничивает скорость сканирования.**

Если в решетке изменение фазового распределения осуществляется механическими фазовращателями или коммутаторами, то такие антенны называются электромеханическими сканирующими. В остронаправленной антенне с электромеханическим сканированием при неподвижности всей антенной системы вращаются или перемещаются (механически) малоинерционные элементы, что позволяет увеличить скорости движения луча.

**Частотно-сканирующая антенна конструктивно наиболее проста,** но электрическое управление положением ДН осуществляется, как правило, только по одной угловой координате.

**При фазовом способе сканирования в плоских решетках** (изменением фазового сдвига между излучателями по столбцам и строкам) луч перемещается по двум угловым координатам. Под воздействием управляющего тока (напряжения) фаза в фазовращателе изменяется или дискретно дискретным фазовращателем, или плавно. При управлении фазовым распределением в антенне при сканировании - фазировании антенны - дискретный фазовращатель дает ошибки в установке фазы. Фазовращатель с плавной характеристикой управления таких ошибок не имеет, однако сопряжение плавного фазовращателя с системой управления лучом (ЭВМ) приводит, как правило, к дискретности изменения фазы. Дискретность фазирования антенны, происходящая при дискретно-коммутационном способе сканирования и фазовом сканировании с дискретным фазовращателем, имеет определенные преимущества, как например, возможность уменьшения влияния различных дестабилизирующих факторов на характеристики направленности.

**Антенные решетки с фазовым или дискретно-коммутационным способом управления лучом называют фазированными антенными решетками.** Такие антенны находят широкое практическое применение.

### 3.6 Расчет антенных решеток радиосистем

В зависимости от назначения системы и требований к направленным свойствам используемые антенны могут существенно отличаться от простейших моделей. Амплитудное распределение по решетке бывает спадающим к краям решетки (рис. 3.13) для уменьшения уровня боковых лепестков, затухающим по экспоненте при последовательном возбуждении линией передачи (см. рис. 3.11,б) или другой сложной формы. Излучатели могут располагаться на выпуклых поверхностях (см. рис. 3.1,д-ж), иметь различную ориентацию в пространстве и размещаться неэквидистантно. В этих случаях для определения поля излучения в дальней зоне необходимо суммировать поля отдельных излучателей с учетом поляризации, различия амплитуд и фаз, т.е.  $\bar{E} = \sum_{n=1}^N \bar{E}_n$ . Обозначив для  $\Theta$  - и  $\varphi$  - составляющих поля  $n$ -го излучателя диаграммы направленности через  $F_{\Theta_n}(\Theta_n, \varphi)$ ,  $F_{\varphi_n}(\Theta, \varphi_n)$ ; комплексные амплитуды через  $A_{\Theta_n}$ ,  $A_{\varphi_n}$ ; фазы возбуждения через  $\psi_n$ , получим по аналогии с (3.11)

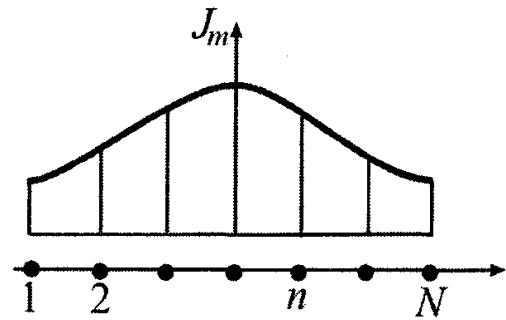
$$E_{\Theta} = A_{\Theta_n} F_{\Theta_n} \exp(-jkr_n + \psi_n);$$

$$E_{\varphi} = A_{\varphi_n} F_{\varphi_n} \exp(-jkr_n + \psi_n); \quad \bar{E} = \bar{\Theta}_0 E_{\Theta} + \varphi_0 E_{\varphi}.$$

Здесь  $\bar{\Theta}_0$ ,  $\bar{\varphi}_0$  - единичные орты сферической системы координат.

В этих выражениях не удастся вынести за знак суммы амплитуду и ДН элемента, а фазовое распределение в решетке получается сложным. Поэтому не представляется возможным свернуть эти суммы в замкнутые выражения, удобные для анализа.

Решить задачу синтеза антенной решетки, т.е. определения параметров решетки по заданной диаграмме направленности, из анализа сумм не удастся. Редким исключением из этого является синтез линейных оптимальных эквидистантных решеток с дольф - чебышевским амплитудным распределением. Такие решетки с линейным фазовым распределением позволяют получить минимально возможный уровень боковых лепестков (УБЛ) при заданной ширине луча или при заданном уровне боковых лепестков минимальную ширину луча [3]. В инженерной практике для построения антенных решеток радиосистем используют следующий подход. На стадии предварительных расчетов для нахождения формы, размеров решетки, амплитудного распределения переходят от дискретной системы к непрерывно излучающей, т.е. решетки заменяют излучающими раскрытиями. В этом случае суммы переходят в определенные интегралы, которые могут быть вычислены в удобном для анализа виде.



**Рисунок 3.13 – Спадающее амплитудное распределение по элементам решетки**

Характеристики излучающих раскрывов хорошо известны в теории антенн СВЧ [3] и позволяют выбрать различные варианты построения антенной решетки по заданным ширине луча, УБЛ, КНД, сектору сканирования, рабочей полосе частот и т.д. Далее проводят дискретизацию, заменяют излучающий раскрыв решеткой излучателей с эквивалентными параметрами и численными методами (путем прямого суммирования полей) определяют основные характеристики. Используя современные вычислительные средства и варьируя параметры выбранных вариантов антенных решеток, по результатам численных расчетов устанавливают оптимальный вариант антенны для принятых критериев качества [3].

### 3.7 Взаимодействие излучателей в решетке и диаграмма направленности излучателя. Метод наведенных ЭДС

В антенных решетках, состоящих из близко расположенных излучателей, наблюдается эффект взаимного влияния излучателей друг на друга за счет излучаемых электромагнитных полей. Взаимодействие между антеннами, размещаемыми в пространстве, имеет место всегда, но проявляется по-разному.

Расположение одной антенны относительно другой в дальней зоне не вызывает изменения характеристик этих антенн. В антенной решетке слабонаправленных излучателей с шагом порядка длины волны имеется сильное взаимодействие. В результате этого у одиночного элемента меняются ДН, сопротивление излучения, входное сопротивление, резонансная частота, рабочая полоса и электрическая прочность. Это взаимодействие будет различным в зависимости от шага решетки, взаимной ориентации и направленности излучателя, места излучателя в решетке (в центре и на краю). В электрически сканирующих антеннах при движении луча взаимодействие излучателей изменяется.

Физика происходящего процесса взаимодействия может быть пояснена следующим образом. Возбуждение одного излучателя в решетке наводит токи (поля) в соседних излучателях, которые начинают переизлучать. Поэтому ДН одиночного излучателя формирует фрагмент решетки. При управлении фазовым распределением в ФАР меняются наводимые токи и, соответственно, взаимодействие. В зависимости от типа излучателя в решетке наводимые токи (поля) проявляются по-разному. В резонансных излучателях (вibratorных, щелевых) распределение тока по элементу сохраняется и в первом приближении остается гармоническим, а изменяется лишь амплитуда тока. В излучателях бегущей волны и апертурных излучателях меняется распределение тока или поля по элементу. Для удобства расчетов решеток с различными типами излучателей вводится определение ДН элемента в решетке. **В соответствии с ГОСТ 23282-78 под ДН излучателя в решетке  $F_n(\Theta, \varphi)$  понимается ДН возбуждаемого элемента, при этом все остальные излучатели нагружены на согласованные нагрузки. Эта ДН может существенно отличаться от ДН**

одиноким слабонаправленным элементом наличием глубоких провалов для некоторых направлений. Эти провалы вызваны интерференцией прямой и переизлученных волн. В ФАР при формировании луча в направлении «провала» ДН элемента резко падает КНД решетки и, следовательно, излучаемая антенной мощность. При этом резко возрастает коэффициент отражения от входа излучателя вследствие изменения входного сопротивления. **Под входным сопротивлением излучателя в решетке понимают входное сопротивление элемента при возбуждении всей решетки плоской волной с линейным фазовым распределением, соответствующим направлению луча  $\Theta_{ГЛ}$ ,  $\varphi_{ГЛ}$ .** Входное сопротивление излучателя зависит от фазового распределения, т.е. от направления формирования луча  $Z_{ВХ}(\Theta_{ГЛ}, \varphi_{ГЛ})$ . Существует связь между  $F_n(\Theta_{ГЛ}, \varphi_{ГЛ})$  и величиной  $Z_{ВХ}(\Theta_{ГЛ}, \varphi_{ГЛ})$  из которой можно найти одну величину по другой. Экспериментально удобнее находить  $F_n(\Theta_{ГЛ}, \varphi_{ГЛ})$ , а расчетно  $Z_{ВХ}(\Theta_{ГЛ}, \varphi_{ГЛ})$ .

Остановимся на методах расчета взаимодействия излучателей в решетке. Строгое решение этой задачи связано со значительными математическими трудностями. Так, для простейшей решетки резонансных металлических вибраторов в свободном пространстве (отсутствуют элементы крепления и экран) взаимодействие может быть найдено из совместного решения системы интегральных уравнений, каждое из которых аналогично интегральному уравнению для одиночного симметричного вибратора [2].

**Для оценки взаимного влияния вибраторных и щелевых излучателей разработан приближенный метод расчета, получивший название метода наведенных ЭДС, или метода наведенных сопротивлений.** Этот метод был предложен в 1922г. независимо друг от друга Д. А. Рожанским и Л. Бриллюэном. Практически он применяется лишь с 1928 г. после работ А. А. Пистолькорса, В. В. Татарина и М. С. Неймана.

Пользуясь методом наведенных ЭДС, можно определить характеристики антенных решеток с учетом взаимодействия излучателей. Так, для вибраторных антенных решеток этим методом рассчитывают входное сопротивление и сопротивление излучения вибраторов в решетке. Метод наведенных ЭДС позволяет не только рассчитывать взаимное влияние вибраторов друг на друга, но и решить ряд других задач, в частности, определить собственное сопротивление вибратора. Этот метод может рассматриваться как метод первого приближения, занимающий среднее положение между упрощенной теорией, основанной на теории линий с волной  $T$ , и строгой теорией.

Приближенность метода заключается в том, что ток вдоль вибратора предполагается распределенным по синусоидальному закону и влияние соседних вибраторов при этом не изменяет закона распределения тока, а вызывает лишь изменение его амплитуды.

Подобное допущение, как показали эксперименты, близко соответствует действительности, если вибраторы тонкие и настроены в резонанс или слегка расстроены.

**Метод наведенных ЭДС.** Сущность метода наведенных ЭДС можно пояснить следующим образом. Пусть имеется вибратор (рис. 4.14), изготовленный из идеального проводника. Согласно строгой теории вибраторов, касательная составляющая напряженности электрического поля на поверхности вибратора должна быть равна нулю:  $E_\tau = 0$ .

Применяя метод телеграфных уравнений, можно найти закон распределения тока по вибратору, а затем вычислить поле излучения  $E^0$ , рассматривая вибратор как совокупность элементарных диполей. Найденное поле не будет точно совпадать с действительным и удовлетворять граничным условиям на поверхности антенны. Это связано с тем, что, задаваясь током в вибраторе, мы не учитываем реакцию поля излучения на распределение тока по вибратору.

Для устранения этого противоречия припишем каждому элементу вибратора длиной  $dx$  некоторый воображаемый импеданс  $Z_1 dx$  (здесь  $Z_1$  - погонное сопротивление вибратора). Величина этого импеданса должна быть такой, чтобы обращалась в нуль на поверхности вибратора касательная составляющая полного (истинного) поля. В этом случае суммарная ЭДС на элементе вибратора длиной  $dx$  также равна нулю:

$$E_\tau = E_\tau^0 dx + Z_1 I_x dx = 0, \quad (3.16)$$

где  $E_\tau$  - касательная составляющая полного поля;  $E_\tau^0$  - касательная составляющая поля, вычисленная по упрощенной теории без учета реакции поля излучения;  $E_\tau^0 dx$  - ЭДС, наведенная на участке  $dx$  вибратора;  $Z_1 I_x dx$

- произведение тока на сопротивление, представляющее собой ЭДС, необходимую для компенсации ЭДС, наведенной внешним полем в вибраторе на участке  $dx$ .

Из уравнения (3.16) погонное сопротивление, учитывающее влияние излученного поля,

$$Z_1 = -E_\tau^0 / I_x = R_1 + jX_1. \quad (3.17)$$

Из выражения (3.17) можно определить наведенное сопротивление, при котором будет выполняться равенство нулю касательной составляющей электрического поля.

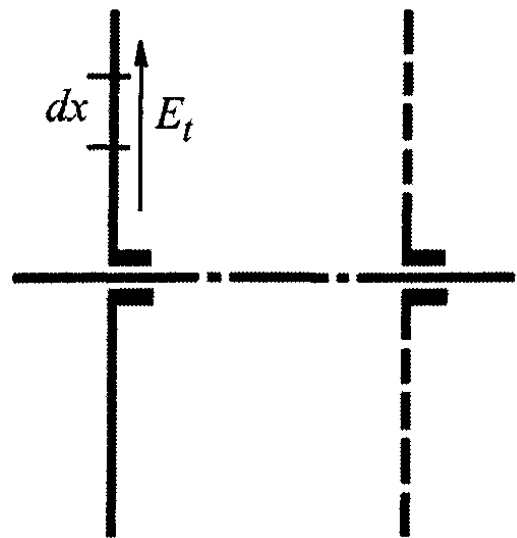


Рисунок 3.14 – К методу наведенных ЭДС

### 3.8 Расчет входных сопротивлений излучателей с учетом взаимодействия

Из (3.17) активное погонное сопротивление

$$R_1 = \operatorname{Re}(E_\tau^0 / I_x) = E_\tau^0 \cos \varphi / I_{xm},$$

где  $\varphi$  - сдвиг фаз между напряженностью поля и током в элементе вибратора.

Мощность, излучаемая антенной длиной  $L$ , - это средняя во времени мощность, расходуемая на сопротивлении  $R_1$  и определяемая как

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} \int_L I_{xm}^2 R_1 dx = -\frac{1}{2} \int_L E_\tau^0 I_{tm} \cos \varphi dx = -\frac{1}{2} \int_0^T \int_L I_x E_\tau^0 dt dx.$$

Излучаемую мощность можно также выразить через сопротивление излучения  $P_\Sigma = I_\Pi^2 R_\Sigma / 2$  и ток в пучности вибратора  $I_\Pi$ . Из сравнения двух последних уравнений следует:

$$R_\Sigma = -\frac{2}{T I_\Pi^2} \int_0^T \int_L I_x E_\tau^0 dt dx. \quad (3.18)$$

Полученное выражение позволяет рассчитать сопротивление излучения решетки, активные составляющие входных сопротивлений и собственное сопротивление излучения одиночного вибратора. Если под  $E_t^0$  понимать поле, создаваемое  $j$ -м вибратором на поверхности  $i$ -го вибратора, то вычисляемое по формуле (3.18) сопротивление называется *наведенным сопротивлением излучения*  $R_{\Sigma ij}$  в  $i$  и  $j$  вибратор со стороны  $j$ -го.

Полное сопротивление излучения  $i$ -го вибратора в решетке из  $N$  элементов

$$R_{\Sigma i} = R_{\Sigma ii} + \sum_{\substack{i=1 \\ j=1 \\ j \neq i}} R_{\Sigma ij}. \quad \text{Здесь } R_{\Sigma ii} -$$

собственное сопротивление излучения  $i$ -го вибратора, определяемое из (3.18), где  $E_t^0$  - поле самого вибратора. Излучаемая антенной мощность

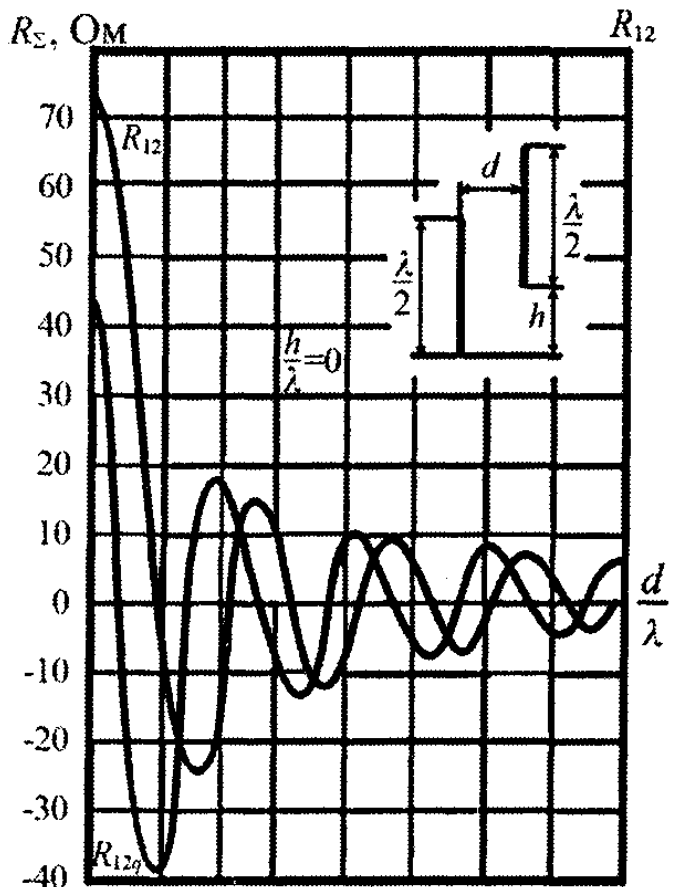


Рисунок 3.15 – Зависимость активного (взаимного) сопротивления от расстояния между вибраторами  $d/\lambda$  при синфазном возбуждении (кривая  $R_{12}$ ) и при питании в квадратуре (кривая  $R_{\Sigma 12q}$ )

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} R_{\Sigma 1} I_{\Pi 1}^2 + \frac{1}{2} R_{\Sigma 2} I_{\Pi 2}^2 + \frac{1}{2} R_{\Sigma 3} I_{\Pi 3}^2 + \dots + \frac{1}{2} R_{\Sigma N} I_{\Pi N}^2.$$

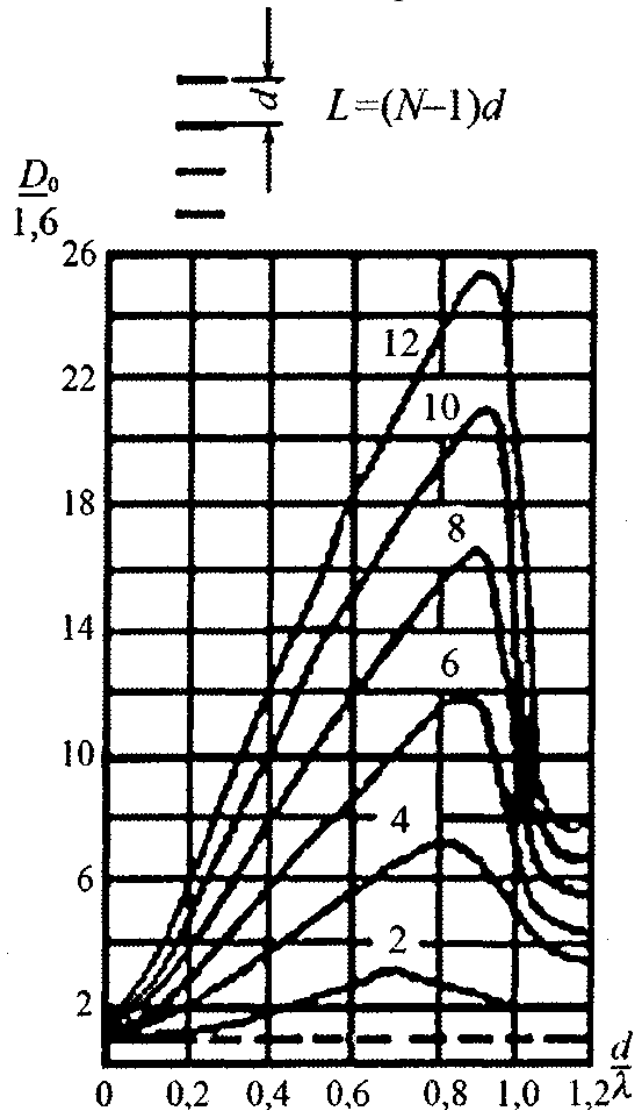
При равенстве токов в вибраторах находим сопротивление излучения антенны  $R_{\Sigma A} = \sum_{i=1}^N R_{\Sigma i}$ .

Проведены многочисленные расчеты наведенных сопротивлений, и наиболее значительные для практики результаты сведены в графики и таблицы, из которых  $R_{\Sigma ij}$  двух параллельных полуволновых вибраторов определяется как функция расстояний  $d$  между ними и смещения  $h$  вдоль их осей. Расчеты (рис. 3.15) приведены для случая синфазной работы вибраторов при равных амплитудах токов в них (кривая  $R_{\Sigma 12}$ ) и для случая работы со сдвигом фазы в (кривая  $R_{\Sigma 12q}$ ), когда  $h/\lambda = 0$ .

**Наведенные сопротивления в вибраторах при равных токах в них называются взаимными.** Ход кривых  $R_{\Sigma 12}$  объясняется уменьшением амплитуды наведенного поля с увеличением расстояния и изменением его фазы. При расстоянии  $d = 0,43 \lambda$  активная составляющая наведенного сопротивления равна нулю.

Это значит, что средний сдвиг фазы поля второго вибратора по отношению к полю первого достиг значения  $\pi/2$ . С дальнейшим увеличением  $d$  наведенное сопротивление становится отрицательным, а следовательно, снижается сопротивление протеканию тока.

Найденные сопротивления излучения решетки  $R_{\Sigma A}$  позволяют определить КНД с учетом взаимодействия излучателей решетки и влияния взаимодействия на направленность из соотно-



**Рисунок 3.12 – Зависимость КНД решетки от шага между излучателями  $d/\lambda$  для различного излучателей  $N$**

шения  $D_0 = \frac{1}{30} \frac{A^2(\Theta, \varphi)}{R_{\Sigma A}}$ . Здесь  $A(\Theta, \varphi)$  ненормированная ДН антенны, связы-

вающая поле с током  $I$  и расстоянием  $r$   $E = \frac{I}{r} A(\Theta, \varphi)$ .

Зависимость КНД синфазной антенной решетки из параллельных полуволновых вибраторов с равными токами от шага приведена на рис. 3.16.

Найденное выше  $R_{\Sigma i}$  для полуволнового вибратора, как известно, совпадает с активной частью входного сопротивления. Реактивную составляющую входного сопротивления вибратора в решетке с учетом взаимодействия получим, проведя аналогичные расчеты для величины  $-I_m(E_r^0/I_x)$ .

Известно, что комплексные наведенные сопротивления могут быть найдены через активные взаимные наведенные сопротивления для синфазной работы вибраторов и для работы со сдвигом фаз  $\pi/2$ . Покажем это сначала для двух полуволновых вибраторов (рис. 3.17). Для этого обозначим сопротивления первого и второго вибраторов соответственно;  $Z_{11}$ ,  $Z_{22}$  - собственные;  $Z_{12}$ ,  $Z_{21}$  - наведенные;  $Z_1$ ,  $Z_2$  - полные:  $Z_1 = Z_{11} + Z_{12}$ ,  $Z_2 = Z_{22} + Z_{21}$ .

В общем случае токи в вибраторах могут иметь произвольный фазовый сдвиг на величину  $\psi_1$  и отношение амплитуд токов  $\alpha$ , тогда  $I_2 = I_1 e^{i\psi_1}$ .

Очевидно, что  $Z_{12}$  пропорционально току  $I_2$  и  $Z_{21}$  - току  $I_1$ . Если комплексное наведенное сопротивление при  $\alpha = 1$  и  $\psi_1 = 0$  обозначить через взаимное  $Z_{B3}$ , то  $Z_{12} = Z_{B3} I_2 / I_1$  и  $Z_{21} = Z_{B3} I_1 / I_2$  или  $Z_{12} = Z_{B3} \alpha e^{-i\psi_1}$  и  $Z_{21} = Z_{B3} \alpha e^{i\psi_2}$ .

Взаимное сопротивление определяется через наведенные сопротивления излучения при синфазной работе  $R_{\Sigma 12}$  и при сдвиге фа-

зы токов  $\pi/2$  (работа в квадратуре)  $R_{\Sigma 12q}$  т.е.  $Z_{B3} = R_{\Sigma 12} + jR_{\Sigma 12q}$ . В результате получаем

$$Z_1 = (73,1 + j42,5) + (R_{\Sigma 12} + jR_{\Sigma 12q}) \alpha e^{i\psi_1},$$

$$Z_2 = (73,1 + j42,5) + (R_{\Sigma 12} + jR_{\Sigma 12q}) \alpha e^{i\psi_2}.$$

При наличии  $N$  излучателей в решетке входное сопротивление  $i$ -го вибратора определяется выражением

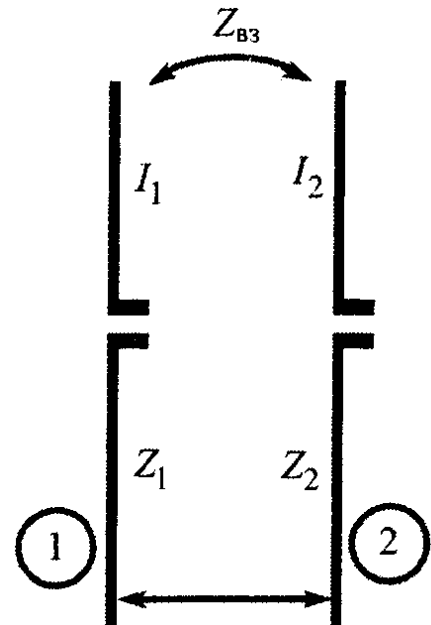


Рисунок 3.17 – К расчету полных входных сопротивлений вибраторов



$$Z_i = (73,1 + j42,5) + \sum_{j=1}^N Z_{ij}, \quad i \neq j.$$

Найденные соотношения справедливы для бесконечно тонких полуволновых вибраторов. С увеличением толщины вибратора в случае метода наведенных ЭДС растут ошибки при определении реактивной части входного сопротивления. Полное взаимное сопротивление  $Z_{B3}$ , стремится к собственному сопротивлению при  $d = 0$  (см. рис.4.15).

Метод наведенных ЭДС позволяет приближенно решать и ряд других задач в антенной технике.

### 3.9 Расчет характеристик антенн с директором и рефлектором. Антенна типа «волновой канал»

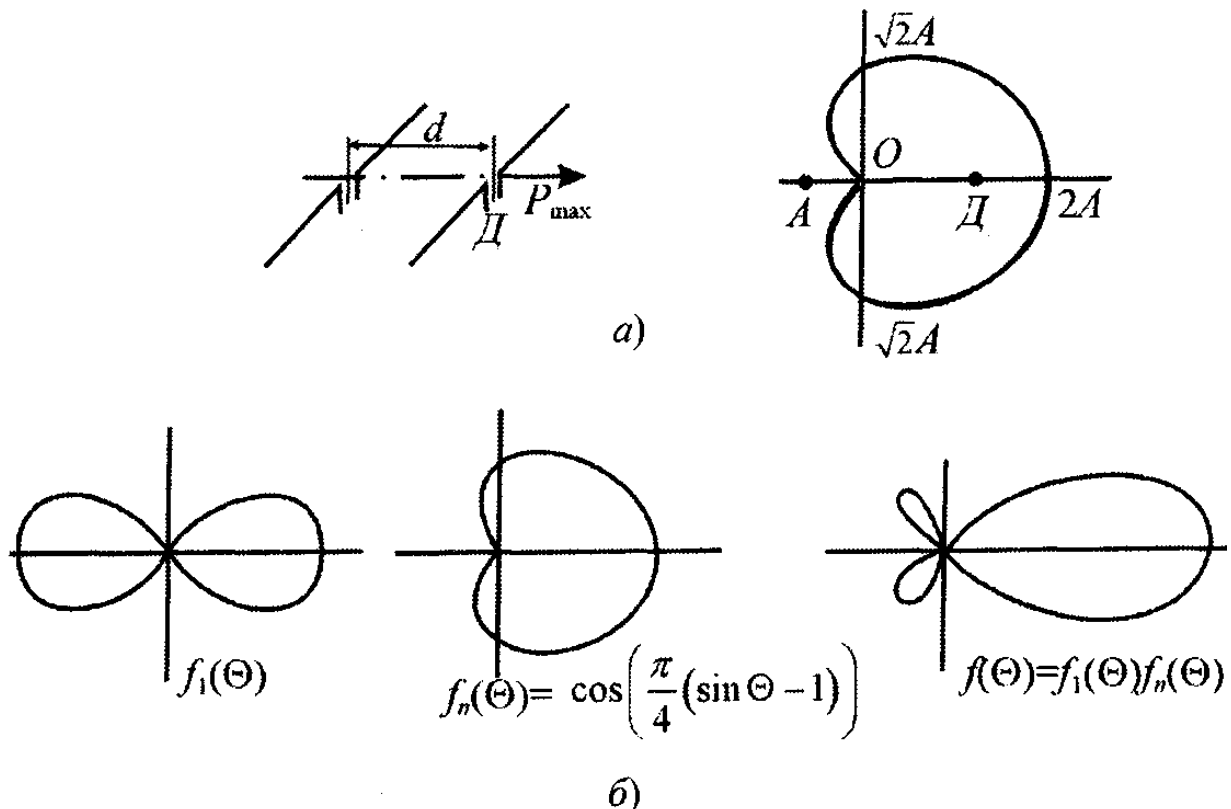
Рассмотренные выше (п. 3.3) синфазные антенны обладают двумя направлениями максимального излучения. Для создания **однаправленного излучения, характеризующегося наличием одного главного максимума ДН, применяются антенны, в состав которых входят так называемые директоры и рефлекторы. Под директором** понимают систему проводов, аналогичную антенне, размещаемую вблизи ее и увеличивающую излучение в направлении антенна - директор. При этом поле в обратном направлении ослабляется или уничтожается. **Рефлектором называется** или система проводов, аналогичная антенне, или проводящая поверхность, располагаемая вблизи антенны и ослабляющая (уничтожающая) излучение в направлении антенна - рефлектор. При этом излучение в обратном направлении возрастает. Рефлектор в виде отражающей поверхности будет рассмотрен при изучении антенн СВЧ.

Проанализируем директор и рефлектор в виде резонансного проводника - вибратора как антенну. Анализ таких антенн удобнее вести в режиме передачи. Как директор, так и рефлектор, могут быть активными и пассивными, т.е. получать или не получать питание непосредственно от генератора. Пассивный элемент возбуждается от поля активного. Наиболее эффективными в случае однонаправленности являются «активные» элементы. Однако конструктивно наиболее просты широко применяемые антенны с пассивными элементами.

Рассмотрим диаграмму направленности антенны с активным директором (рефлектором). Если в системе из двух одинаковых вибраторов принять один из элементов за антенну, то второй окажется директором или рефлектором в зависимости от положения его относительно антенны (перед или позади). Диаграмма направленности такой антенны  $f(\Theta, \varphi)$  равна произведению ДН единичного излучателя  $f_1(\Theta, \varphi)$  на множитель решетки (рис. 3.18):

$$f(\Theta, \varphi) = Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)}.$$

Здесь  $\psi = kd \sin \Theta + \psi_1$  - сдвиг по фазе между полями антенны и директора за



**Рисунок 3.18 – Диаграмма направленности антенны с активным директором (рефлектором):**

**а) – в вертикальной плоскости; б) – в горизонтальной плоскости**

счет разности хода лучей и сдвига по фазе тока между элементами  $\psi_1$ .

Так как в данном случае число излучателей  $N=2$ ,

$$f(\Theta, \varphi) = Af_1(\Theta, \varphi)2 \cos \frac{\psi}{2} = 2Af_1(\Theta, \varphi) \cos \left( \frac{\pi}{4} d \sin \Theta + \frac{\psi_1}{2} \right).$$

Для однонаправленности антенны с директором необходимо, чтобы  $d = \lambda/4$  и  $\psi = -\pi/2$ , тогда  $f(\Theta, \varphi) = 2Af_1(\Theta, \varphi) \cos \left( \frac{\pi}{4}(\sin \Theta - 1) \right)$ , т.е. ток в директоре должен отставать от тока антенны.

В случае антенны с рефлектором условием работы будет  $d = \lambda/4$  и  $\psi = \pi/2$ , т.е. ток в рефлекторе должен опережать ток в антенне. На рис. 4.18,а,б показаны ДН вибраторной антенны с «активным директором» (рефлектором) в двух главных плоскостях.

Расчет антенны с пассивными направляющими элементами следует начать с определения тока в элементах, зависящего от положения и настройки элементов. Метод наведенных ЭДС позволяет найти токи в антенне.

Пусть имеется два полуволновых вибратора, расположенных параллельно, к входным клеммам которых подключены источники с ЭДС  $e_1$  и  $e_2$  (рис. 3.19,а).

Рассматривая вибраторы как электрические цепи, можно записать

$$e_1 = I_1 Z_1; \quad e_2 = I_2 Z_2,$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  - полные входные сопротивления вибраторов, найденные с учетом их взаимного влияния.

Рассмотрим случай, когда второй вибратор пассивный ( $e_2 = 0$ ) и клеммы его замкнуты на некоторое сопротивление  $Z_{2H}$  (рис. 3.19,б).

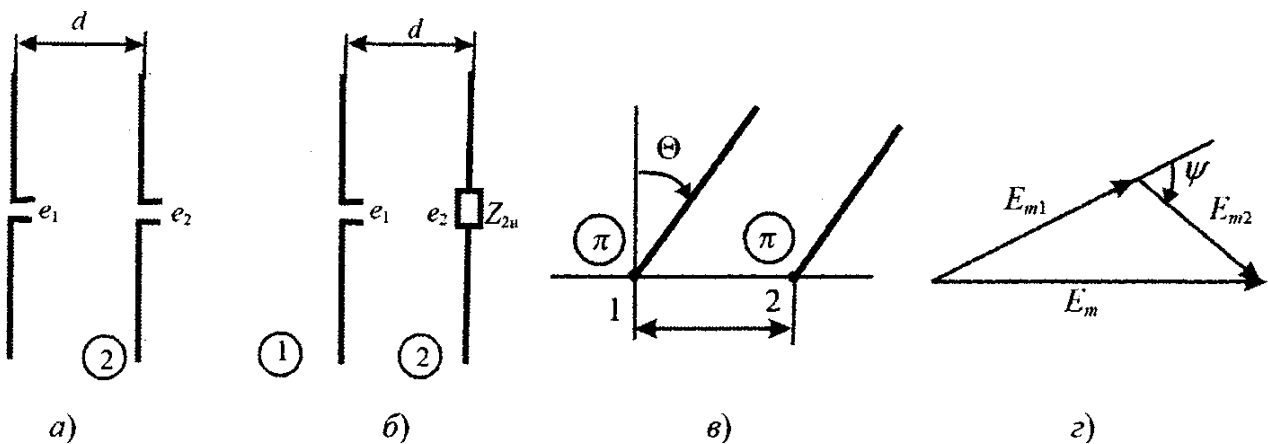


Рисунок 3.18 – К расчету с пассивным направляющим элементом

Ток в этом элементе не может быть равен нулю из-за взаимодействия вибраторов. Следовательно,  $e_2 = 0 = I_2 (Z_2 + Z_{2H})$ , откуда  $Z_2 + Z_{2H} = 0$  или

$$Z_{22} + Z_{2H} + Z_{21} = 0,$$

где  $Z_{21}$  - наведенное сопротивление;  $Z_{22}$  - собственное сопротивление вибратора. Заменяв наведенное сопротивление взаимным, получим

$$Z_{2H} + Z_{22} + \frac{1}{\alpha} Z_{21 B3} e^{-j\psi_1} = 0, \quad (3.19)$$

где  $\alpha$  - отношение амплитуд токов в вибраторах;  $\psi_1$  - сдвиг по фазе между токами. Учитывая связь между токами первого и второго вибраторов

$$I_2 = I_1 \alpha^{-j\psi_1}, \quad (3.20)$$

и решая совместно уравнения (3.19) и (3.20), находим ток во втором вибраторе через ток в первом:

$$I_2 = -I_1 \frac{Z_{21 B3}}{Z_{22} + Z_{2H}}.$$

Входным сопротивлением антенны в данном случае является входное сопротивление активного вибратора

$$Z_{BX} = Z_1 = Z_{11} + \alpha Z_{12 B3} e^{-j\psi_1}.$$

Подставив в последнее выражение значение отношения токов из предыдущего уравнения, получим

$$Z_{BX} = Z_{11} - \frac{Z_{12 B3}^2}{Z_{22} + Z_{2H}}$$

Действительная часть этого выражения определяет сопротивление излучения антенны.

Зная связь между токами в вибраторах, рассчитаем диаграмму направленности антенны. Используя общую методику расчета поля сложной антенны, заменяем вибраторы эквивалентными точечными излучателями (рис. 3.19,в) и суммируем их поля в дальней зоне. Воспользоваться множителем решетки в данном случае нельзя, так как амплитуды токов в вибраторах различны, поэтому

$$E = E_{m1} \cos(\omega t - kr) + E_{m2} \cos(\omega t - k(r - d \sin \Theta) + \psi_1).$$

Можно показать, что  $E_{m1}/E_{m2} = \alpha$ , так как поля пропорциональны амплитудам токов в вибраторах. Тогда амплитуда суммарного поля определяется из решения векторного треугольника (рис. 3.19,г):

$$E_m = E_{m1} \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos(kd \sin \Theta + \psi_1)},$$

Или

$$E_m = A f_1(\Theta, \varphi) f_2(\Theta, \varphi),$$

где  $A = 60 I_{II} / r$  в случае любой вибраторной антенны;  $f_1(\Theta, \varphi)$  - диаграмма направленности вибратора;  $f_2(\Theta, \varphi) = \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \psi}$  - множитель системы, учитывающий наличие второго (пассивного) вибратора;  $\psi = kd \sin \Theta + \psi_1$  — сдвиг по фазе между полями активного и пассивного вибраторов в точке наблюдения.

Мы рассмотрели простейший случай, когда перед активным вибратором находится один пассивный элемент. Если перед вибратором находятся  $N - 1$  пассивных директоров, то, обобщая полученные результаты, запишем следующую систему уравнений для определения токов в элементах антенны:

$$Z_{11} I_1 + Z_{12 B3} I_2 + Z_{13 B3} I_3 + \dots + Z_{1n B3} = e_1,$$

$$Z_{21} I_1 + Z_{22 B3} I_2 + Z_{23 B3} I_3 + \dots + Z_{2n B3} = 0,$$

.....

$$Z_{n1} I_1 + Z_{n2 B3} I_2 + Z_{n3 B3} I_3 + \dots + Z_{nn B3} = 0.$$

Здесь сопротивления  $Z$  и токи  $I$  - комплексные величины, и решение уравнений представляет значительные трудности.

При проектировании антенны с пассивными элементами обычно рассматривают ряд вариантов «волнового канала» с различными расстояниями между вибраторами и с разной длиной вибраторов и выбирают наилучший вариант. Расстояние  $d$  между излучателями обычно выбирают в пределах  $d - (0,1 \dots 0,3) \lambda$ , т. е. не обязательно равным  $\lambda / 4$ .

Расчетным путем можно получить только ориентировочные значения расстояния  $d$  и длин вибраторов. Исследование антенны с пассивными элемен-

тами показывает, что для получения наилучших результатов амплитуда и фаза тока в них должны подстраиваться. Это можно осуществить путем изменения сопротивления  $Z_{2H}$ . На коротких волнах в качестве такого подстроенного сопротивления применяют шлейф, который подключают к входным клеммам вибратора. На СВЧ подстройку пассивного вибратора производят изменением его длины в небольших пределах.

Опыт показывает, что при одинаковых поперечных сечениях вибраторов пассивный рефлектор должен быть на несколько процентов длиннее активного вибратора, а пассивный директор короче. На коротких волнах чаще всего используется работа пассивного элемента в качестве рефлектора. На УКВ и СВЧ широкое распространение получили антенны типа «волновой канал» (рис. 3.20,а), состоящие из одного активного вибратора, одного рефлектора и нескольких директоров.

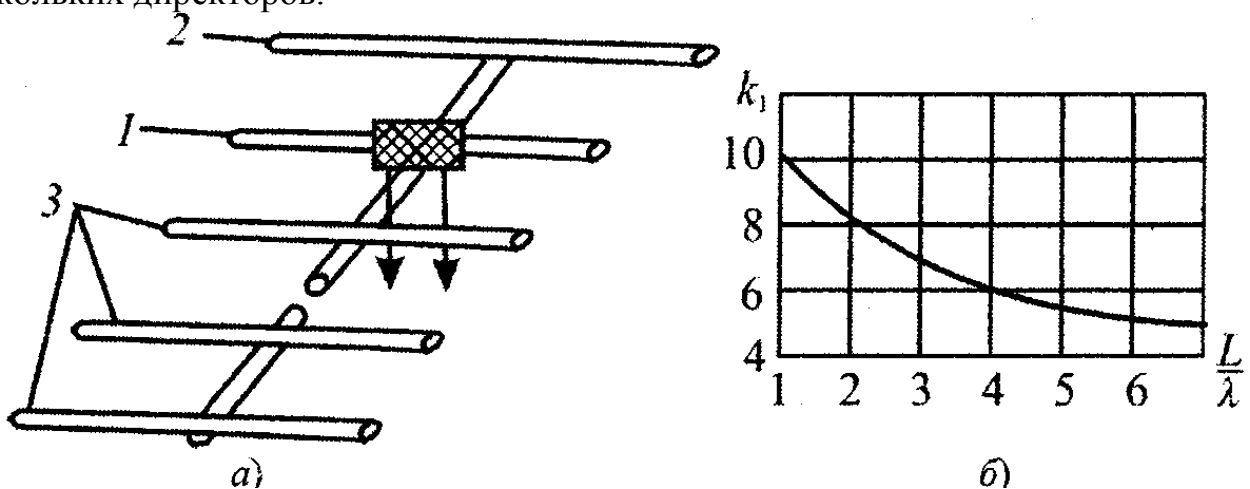


Рисунок 3.20 – К расчету антенны типа «волновой канал»:

а) – упрощенная схема (1 – активный вибратор; 2 – рефлектор; 3 – директоры); б) – вспомогательный график для определения КНД

Увеличение числа директоров сужает ДН и увеличивает интенсивность излучения в направлении главного максимума. Применение рефлекторов выше одного лишено смысла, так как поле за рефлектором значительно ослаблено и второй рефлектор малоэффективен. Иная картина с директорами, так как каждый последующий директор попадает в интенсивное поле антенны и оказывает значительное влияние на диаграмму излучения. Коэффициент направленного действия такой антенны может быть определен по формуле  $D \approx k_1 L/\lambda$ , где  $L$  – полная длина антенны;  $k_1$  – коэффициент, зависящий от длины антенны и определяемый по графику рис. 3.20,б.

### 3.10 Антенны бегущей волны и ДН линейной антенны

В гл. 2 рассмотрены антенны, представляющие собой линейные вибраторы, вдоль которых ток распределен по закону *стоячей волны*.

Наряду с указанными широко применяются линейные излучающие системы из одинаковых источников электромагнитного поля, расположенных непрерывно или дискретно вдоль заданного направления в пространстве, ток (поле) по которым распределен по *закону бегущей волны*.

Примерами таких систем являются прямолинейный провод с электрическим током, протяженная щель вдоль узкой стенки прямоугольного волновода, система одинаковых излучателей, центры которых расположены на прямой линии (антенная решетка), а также антенны, выполненные на основе замедляющих систем, способных поддерживать поверхностные волны: *диэлектрические стержневые, спиральные, импедансные*.

## 4 АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ ПРИЕМА

### 4.1 Параметры и характеристики приемных антенн

При работе в режиме приема на входе антенн под действием падающего на нее извне электромагнитного поля (рис. 4.1) наводится ЭДС  $e$ , величина которой зависит от направления и формы фронта падающей волны, величины и ориентации напряженности электромагнитного поля и свойств самой антенны. Основным параметром приемной антенны, характеризующим ее направленные свойства, является комплексная диаграмма направленности  $\dot{F}(\Theta, \varphi)$ , под которой с точностью до постоянного множителя  $c$  понимают зависимость комплексной амплитуды ЭДС  $\dot{e}(\Theta, \varphi)$  на входе антенны от направления  $(\Theta, \varphi)$  падения на антенну плоской электромагнитной волны с постоянными амплитудой и фазой в точке падения и поляризацией, обеспечивающей максимальное значение ЭДС для каждого направления падения:

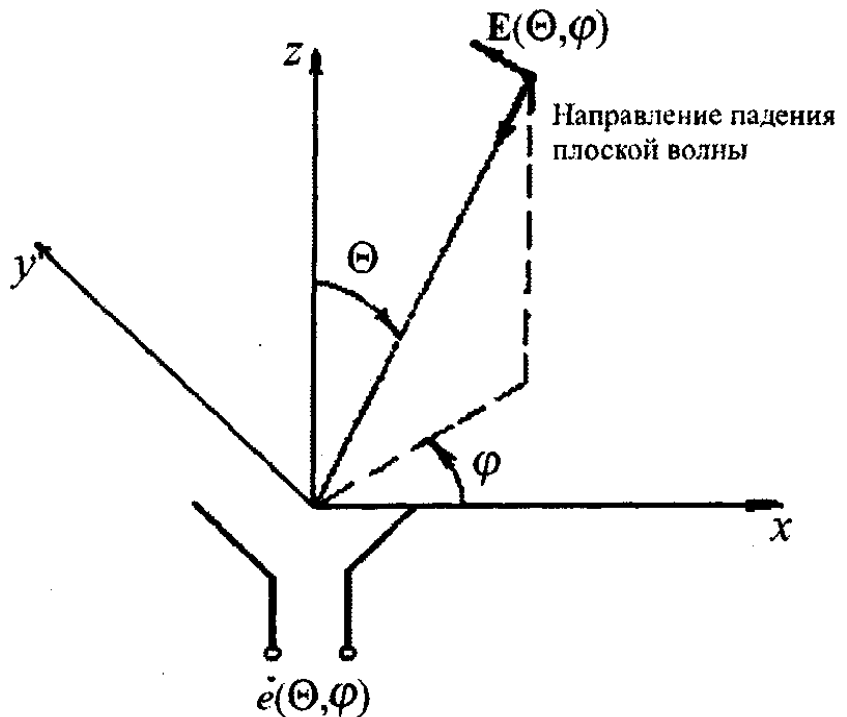


Рисунок 4.1 – Расположение приемной антенны относительно поля падающей волны

обеспечивающей максимальное значение ЭДС для каждого направления падения:

$$\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi) = c\dot{e}(\Theta, \varphi) \quad (4.1)$$

Представим  $\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)$  в виде

$$\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi) = |\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)| e^{j\Phi_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)}. \quad (4.2)$$

Характеристика  $|\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)| = F_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)$  называется *амплитудной диаграммой направленности приемной антенны*,  $\Phi_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)$  - ее *фазовой диаграммой направленности*.

Коэффициент  $c$  обычно выбирают таким образом, чтобы максимальное значение  $\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)$  по всем направлениям  $(\Theta, \varphi)$  равнялось единице. При та-

кой нормировке  $\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi)$  называется *нормированной комплексной диаграммой направленности*. Если антенна и окружающее антенну пространство не содержат невзаимных элементов, то комплексная диаграмма направленности антенны в режиме приема совпадает с комплексной диаграммой направленности в режиме передачи:

$$\dot{F}_{\text{ПР}}(\Theta, \varphi) = \dot{F}(\Theta, \varphi). \quad (4.3)$$

Это утверждение следует из принципа взаимности и доказывается в п. 4.2. Таким образом, основные характеристики направленности такие, как диаграмма направленности, а следовательно, коэффициент направленного действия и коэффициент усиления для приемной антенны без невзаимных элементов совпадают с аналогичными характеристиками направленности при работе этой антенны в режиме передачи.

**Важнейшим параметром приемной антенны, которым обычно не интересуются при работе антенны в режиме передачи, является ее шумовая температура  $T_a$ , измеряемая в Кельвинах.**

Шумовая температура характеризует мощность шумов на входе приемной антенны, возникающих в полосе частот  $\Delta f$ , при отсутствии полезного сигнала:

$$P_{\text{ш}} = kT\Delta f, \quad (4.4)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Вт/(Гц К) - постоянная Больцмана.

Шумы, возникающие на входе антенны, складываются из внутренних и внешних шумов. Обозначая шумовую температуру внутренних шумов  $T_{a \text{ фл}}$ , а внешних -  $T_{a \Sigma}$ , получаем

$$T_a = T_{a \text{ фл}} + T_{a \Sigma}. \quad (4.5)$$

Внутренние шумы  $T_{a \text{ фл}}$  обязаны омическим потерям в антенне и связаны с тепловыми флуктуациями заряженных частиц в проводниках и диэлектриках. Их величина определяется соотношением

$$T_{a \text{ фл}} = T_0(1 - \eta_a), \quad (4.6)$$

где  $T_0$  - физическая температура антенны в Кельвинах;  $\eta_a$  - коэффициент полезного действия антенны.

Внешние шумы возникают из-за приема антенной шумов из окружающего ее пространства и зависят как от формы амплитудной диаграммы, так и от углового распределения падающего на антенну потока мощности внешних шумов, который характеризуется так называемой *яркостной температурой*  $T_y(\Theta, \varphi)$ :

$$T_{a \Sigma} = \frac{D\eta_a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi T_y(\Theta, \varphi) F^2(\Theta, \varphi) \sin \Theta d\Theta d\varphi. \quad (4.7)$$

Интегрирование в (4.7) ведется по всей угловой области пространства, окружающего антенну.



Значения внешней шумовой температуры антенны существенно зависят от частоты. В диапазонах длинных, средних и коротких волн основной вклад в  $T_{a\Sigma}$  вносят атмосферные помехи, вызванные грозowymi разрядами, и помехи, создаваемые промышленными установками и транспортом. С увеличением частоты уровень атмосферных помех уменьшается. Известны следующие оценки составляющей шумовой температуры  $T_{a\Sigma}$  за счет атмосферных помех в средней полосе России: на частоте 1 МГц она равна  $3 \cdot 10^8$  К, на частоте 30 МГц она уменьшается до 300 К, а при дальнейшем повышении частоты до 50-70 МГц шумовая температура за счет атмосферных помех практически стремится к нулю. Однако при этом начинают проявляться шумы космического происхождения. Из-за неравномерного распределения (грозовые помехи можно считать равномерно распределенными) шумовая температура антенны начинает зависеть от ориентации диаграммы направленности, а также от структуры и уровня ее боковых лепестков. В диапазоне дециметровых и сантиметровых волн существенный вклад в шумовую температуру вносит также тепловое радиоизлучение Земли. Поэтому для снижения шумовой температуры остронаправленных антенн этих диапазонов необходимо, чтобы основной лепесток диаграммы направленности был сориентирован в область «холодного» участка неба, а боковые лепестки, направленные в сторону Земли, были малыми. В правильно спроектированных антеннах составляющая шумовой температуры, обязанная космическим источникам и излучению Земли, может быть уменьшена до 5-20 К. Возвращаясь к соотношению (4.5), видим, что в диапазоне длинных и средних волн основной вклад в шумовую температуру антенны вносит составляющая  $T_{a\Sigma}$ , поэтому шумовая температура антенны не зависит от ее коэффициента полезного действия. В СВЧ - диапазоне существенный вклад в  $T_a$  начинает вносить флуктуационная составляющая  $T_{a\text{фл}}$ . Поэтому при проектировании малошумящих антенн этого диапазона надо обеспечивать максимально возможный коэффициент их полезного действия.

#### **4.2 Применение принципа взаимности к изучению свойств приемных антенн**

Рассмотрим две произвольные антенны  $A_1$  и  $A_2$  расположенные в дальней зоне на расстоянии  $r$  друг друга (рис. 4.2), и рассмотрим две ситуации. В первой из них антенна  $A_1$  является передающей и возбуждается гармоническим сигналом с частотой  $f$  от некоторого генератора с комплексной амплитудой ЭДС  $e_1$  и внутренним сопротивлением  $Z_1$ .

Антенна  $A_2$  является приемной и нагружена на сопротивление  $Z_2$ . Под действием ЭДС  $e_1$  на входе передающей антенны возникает ток с амплитудой

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{e}_1}{Z_1 + Z_{a1}}, \quad (4.8)$$

где  $Z_{a1}$  - входное сопротивление антенны  $A_1$  в режиме передачи.

Под действием этого тока антенна  $A_1$  излучает электромагнитное поле. В соответствии с соотношением (1.15) напряженность электрического поля в месте расположения антенны  $A_2$

$$\dot{\vec{E}}_{21} = \frac{j\omega}{2\lambda} \dot{I}_1 h_{D1} \dot{\vec{F}}_1(\Theta_{21}, \varphi_{21}) (e^{-jkr}/r), \quad (4.9)$$

где  $h_{D1}$  - действующая длина антенны  $A_1$ ,  $\dot{\vec{F}}_1(\Theta_{21}, \varphi_{21})$  - комплексная векторная нормированная диаграмма направленности антенны  $A_1$  в режиме передачи;  $(\Theta_{21}, \varphi_{21})$  - углы, соответствующие направлению на вторую антенну (ее фазовый центр) в системе координат первой антенны (рис. 4.2,а).

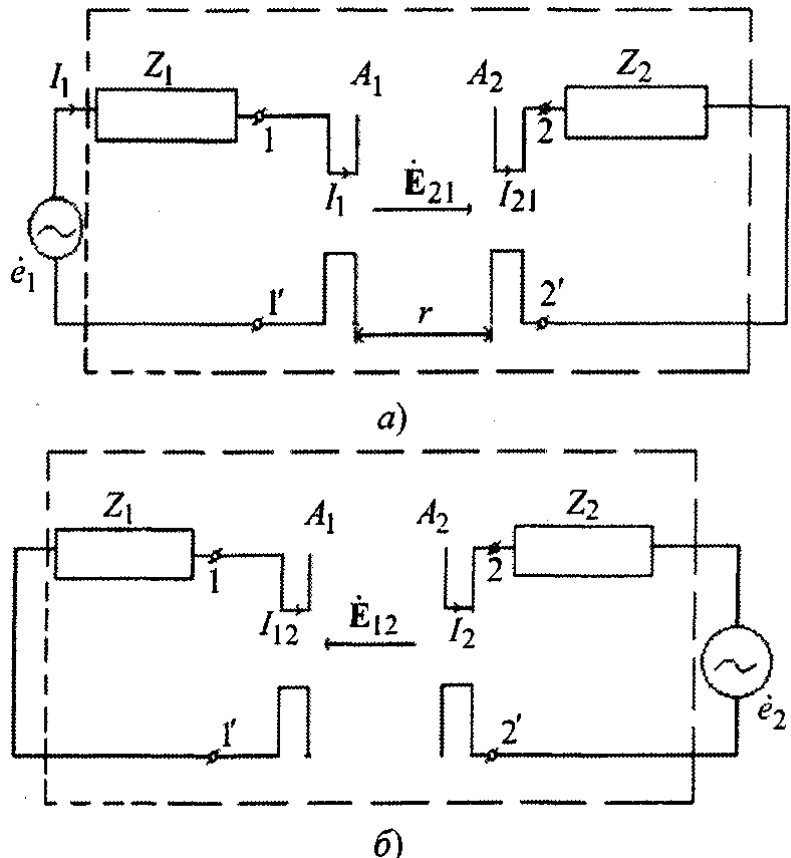
Исключая из выражений (4.8), (4.9) ток  $\dot{I}_1$ , получаем

$$\dot{e}_1 = \frac{2\lambda \dot{\vec{E}}_{21} (Z_1 + Z_{a1}) r}{j\omega h_{D1} \dot{\vec{F}}_1(\Theta_{21}, \varphi_{21}) e^{-jkr}}, \quad (4.10)$$

где отношение векторов, стоящих в числителе и знаменателе имеет смысл в силу их коллинеарности.

Под действием напряженности  $\dot{\vec{E}}_{21}$  на входе приемной антенны  $A_2$  появится ток  $\dot{I}_{21}$ , амплитуду которого определим на основании принципа взаимности позже.

Рассмотрим теперь другую ситуацию, когда антенна  $A_2$  является передающей и возбуждается на входе ЭДС  $\dot{e}_2$  с той же частотой  $f$ . Все остальные условия остаются прежними (рис. 4.2,б). Обозначая через  $h_{D2}$ ,  $Z_{a2}$  соответственно действующую длину и входное сопротивление антенны  $A_2$  в режиме передачи, а через  $\dot{\vec{F}}_2(\Theta_2, \varphi_2)$  ее нормированную векторную диаграмму направленности (в системе координат антенны  $A_2$ ), аналогично тому, как это делалось



**Рисунок 4.2 – Эквивалентный четырехполюсник, образованный входами двух антенн  $A_1$  и  $A_2$**

в (4.10), найдем связь между ЭДС  $\dot{e}_2$  и напряженностью  $\dot{\vec{E}}_{12}$  электрического поля, создаваемого антенной  $A_2$  в режиме передачи в месте расположения антенны  $A_1$ :

$$\dot{e}_2 = \frac{2\lambda \dot{\vec{E}}_{12} (Z_2 + Z_{a2}) r}{j\omega h_{D2} \dot{\vec{F}}_2(\Theta_{12}, \varphi_{12}) e^{-jkr}}, \quad (4.11)$$

где углы  $\Theta_{12}, \varphi_{12}$  соответствуют направлению на антенну  $A_1$ .

Под действием напряженности поля  $\dot{\vec{E}}_{12}$  на входе антенны  $A_1$  возникает ток  $\dot{I}_{12}$ , значение которого определим из принципа взаимности. Для этого рассмотрим эквивалентный четырехполюсник, образованный входами антенн  $A_1$  и  $A_2$  (показан пунктиром на рис. 4.2). **В случае, когда антенны  $A_1$  и  $A_2$  не содержат невзаимных устройств, а в окружающем их пространстве отсутствуют нелинейные среды, эквивалентный четырехполюсник является взаимным, т.е. для него выполняется соотношение**

$$\frac{\dot{e}_1}{\dot{I}_{21}} = \frac{\dot{e}_2}{\dot{I}_{12}} \quad (4.12)$$

которое, в частности, показывает, что если под действием некоторого напряжения на первом входе появился ток на втором входе, то при включении этого же напряжения на втором входе появится точно такой же ток на первом входе, т.е. условия передачи энергии с первого входа на второй и, наоборот, одинаковы.

Подставляя в соотношение (4.12) значения  $\dot{e}_1$  и  $\dot{e}_2$  из выражений (4.10) и (4.11), после преобразований и сокращения получаем

$$\frac{\dot{I}_{12} (Z_1 + Z_{a1})}{h_{D1} (\dot{\vec{E}}_{12} \cdot \dot{\vec{F}}_1^*(\Theta_{21}, \varphi_{12}))} = \frac{\dot{I}_{21} (Z_2 + Z_{a2})}{h_{D2} (\dot{\vec{E}}_{21} \cdot \dot{\vec{F}}_2^*(\Theta_{12}, \varphi_{12}))} \quad (4.13)$$

Так как антенны  $A_1$  и  $A_2$  произвольные, то соотношение (4.13) показывает, что для любой антенны произведение величин, стоящих в левой или правой частях (4.13), является некоторой константой  $N$ . Действительно, при изменении параметров антенны  $A_2$  параметры  $A_1$  не изменятся. В силу линейности антенны отношение  $\dot{I}_{12}/\dot{E}_{12}$  тоже сохранится.

Обозначая через  $\dot{I}$  ток на входе приемной антенны, возникающий под действием падающей с направления  $(\Theta, \varphi)$  плоской волны с вектором напряженности электрического поля  $\vec{E}$ , получаем

$$\frac{\dot{I} (Z + Z_a)}{h_D (\vec{E} \cdot \vec{F}^*(\Theta, \varphi))} = N, \quad (4.14)$$

где  $Z$ - сопротивление, включенное на входе антенны;  $Z_a, h_D, \vec{F}(\Theta, \varphi)$  - соответственно входное сопротивление, действующая длина и диаграмма направленности антенны в режиме передачи.

Анализ показывает, что для элементарного диполя константа  $N = j$ , поэтому ток на входе произвольной приемной антенны

$$\dot{I} = \frac{j h_d \left( \dot{\vec{E}} \cdot \dot{\vec{F}}^* (\Theta, \varphi) \right)}{Z + Z_a}. \quad (4.15)$$

Числитель правой части (4.5) имеет размерность ЭДС, которая создается на входе приемной антенны под действием падающего извне поля. Обозначая комплексную амплитуду этой ЭДС через  $\dot{e}(\Theta, \varphi)$ , из (4.15) получаем

$$\dot{e}(\Theta, \varphi) = j h_d \left( \dot{\vec{E}} \cdot \dot{\vec{F}}^* (\Theta, \varphi) \right), \quad (4.16)$$

$$\dot{I} = \frac{\dot{e}(\Theta, \varphi)}{Z + Z_a}. \quad (4.17)$$

Обозначая через  $\bar{p}_e$  поляризационную диаграмму направленности падающего извне на антенну поля  $\dot{\vec{E}}(\Theta, \varphi) = \dot{E} \bar{p}_e(\Theta, \varphi)$ , а через  $\bar{p}(\Theta, \varphi)$  - поляризационную диаграмму направленности антенны в режиме передачи  $\left( \dot{\vec{F}}(\Theta, \varphi) = \dot{F}(\Theta, \varphi) \bar{p}(\Theta, \varphi) \right)$ , из (4.16) получаем

$$\dot{e}(\Theta, \varphi) = j \dot{E} h_d \xi(\Theta, \varphi) \dot{F}(\Theta, \varphi), \quad (4.18)$$

где

$$\xi(\Theta, \varphi) = \left( \bar{p}_e(\Theta, \varphi) p^*(\Theta, \varphi) \right) \quad (4.19)$$

- коэффициент, показывающий уровень принимаемого антенной поля в зависимости от взаимной ориентации поляризационных диаграмм направленности антенны и падающего поля.

При совпадении поляризации падающего извне поля с поляризацией поля, излучаемого антенной в этом направлении, т.е. при  $\bar{p}_e(\Theta, \varphi) = \bar{p}^*(\Theta, \varphi)$  коэффициент  $\xi = 1$  и выражение (4.18) приводится к виду

$$\dot{e}(\Theta, \varphi) = j \dot{E} h_d \dot{F}(\Theta, \varphi). \quad (4.20)$$

Соотношение (4.20) показывает, что при совпадении поляризации падающего поля с поляризацией поля, излучаемого антенной в режиме передачи, комплексная диаграмма направленности антенны в режиме приема  $\dot{e}(\Theta, \varphi)$  с точностью до постоянного множителя  $j h_d \dot{E}$  совпадает с комплексной диаграммой направленности этой антенны  $\dot{F}(\Theta, \varphi)$  в режиме передачи.

Соотношение (4.17) позволяет представить антенну в режиме приема в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 4.3. Непосредственно сама приемная антенна в присутствии падающего на нее извне поля является как бы источником ЭДС с напряжением  $\dot{e}(\Theta, \varphi)$  и с внутренним сопротивлением  $Z_a = R_a + jX_a$  равным входному сопротивлению антенны в режиме передачи. Принимаемая антенной мощность (мощность, выделяемая в сопротивлении нагрузки  $Z = R + jX$ )

$$P(\Theta, \varphi) = \frac{1}{2} \frac{|\dot{e}(\Theta, \varphi)|^2}{|Z + Z_a|^2} R \quad (4.21)$$

достигает максимального значения  $P_{\max}$  при условии  $Z = Z_a^*$ . При этом

$$P_{\max}(\Theta, \varphi) = \frac{|\dot{e}(\Theta, \varphi)|^2}{8R_a} = \frac{|\dot{e}(\Theta, \varphi)|^2 R_\Sigma}{8R_a R_\Sigma} = \frac{|\dot{e}(\Theta, \varphi)|^2}{8R_\Sigma} \eta_a = \frac{|\dot{E}|^2 h_D^2 |\dot{F}(\Theta, \varphi)|^2}{8R_\Sigma} \eta_a, \quad (4.22)$$

где  $R_\Sigma$  - сопротивление излучения антенны, отнесенное к току на входе антенны;

$\eta_a = \frac{R_\Sigma}{R_a} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_{II}}$  - коэффициент полезного

действия антенны;  $R_{II}$  - сопротивление активных потерь антенны.

Учитывая, что действующая длина и сопротивление излучения связаны соотношением  $h_D = \lambda \sqrt{D_0 R_\Sigma / (W\pi)}$ , где  $D_0$  - КНД антенны в направлении максимума диаграммы направленности;  $W$  - волновое сопротивление среды (для свободного пространства  $W = 120 \pi$  Ом), преобразуем выражение (4.22) к виду

$$P_{\max}(\Theta, \varphi) = \frac{|\dot{E}|^2 \lambda^2 \eta_a D}{W 8\pi} |\dot{F}(\Theta, \varphi)|^2 = \frac{\lambda^2}{4\pi} G p |\dot{F}(\Theta, \varphi)|^2, \quad (4.23)$$

где  $p = |\dot{E}|^2 / (2W)$  - плотность потока падающей на антенну мощности внешнего электромагнитного поля;  $G$  - коэффициент усиления антенны.

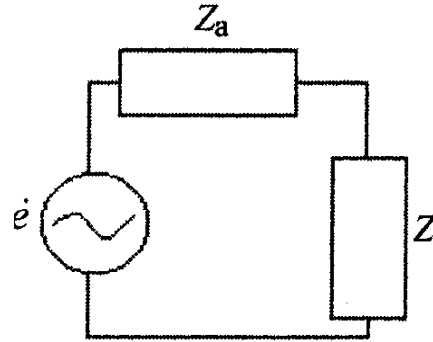
В частности, в антенне без потерь ( $\eta_a = 1$ ) и при условии приема падающего поля с направления максимума диаграммы направленности максимальное значение принимаемой мощности

$$P_{\max} = p \frac{D \lambda^2}{4\pi}. \quad (4.24)$$

Полагая, что максимальная мощность, принимаемая антенной, собирается ею равномерно с некоторой части поверхности  $S_{\text{эф}}$  фронта падающей плоской волны, т.е.  $P_{\max} = p S_{\text{эф}}$  (4.24) найдем

$$S_{\text{эф}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D. \quad (4.25)$$

Параметр  $S_{\text{эф}}$  называют *эффективной поверхностью* приемной антенны. А выражение (4.25) является одним из фундаментальных соотношений, связывающих КНД антенны в режиме передачи и ее эффективную поверхность в режиме приема. Эффективная поверхность апертурных ан-



**Рисунок 4.3 - Эквивалентная схема приемной антенны**

тенн, тесно связана с величиной геометрической поверхности их раскрыва  $S$  известным соотношением  $S_{эф} = Sv$ , где  $v$  - коэффициент использования поверхности. Учитывая, что для антенн с синфазным распределением поля в раскрыве  $v \leq 1$ , получаем: эффективная поверхность антенн не превышает поверхности раскрыва и равна ей при  $v = 1$ , что достигается только при равномерном амплитудном распределении поля в раскрыве антенны.

### 4.3 Антенна как пассивный рассеиватель

В режиме приема антенна, наряду с мощностью, передаваемой в нагрузку, рассеивает часть падающей мощности обратно в окружающее антенну пространство и с этих позиций является некоторым пассивным рассеивателем, имеющим вполне определенную радиолокационную заметность (активным рассеивателем можно считать передающую антенну в момент работы передающего устройства).

Полную мощность, рассеиваемую приемной антенной, и ее распределение в пространство нельзя определить только через характеристики и параметры антенн в режиме передачи. Формально это связано с тем, что распределение тока в антенне в режиме приема отличается от распределения тока в режиме передачи и не выражается друг через друга. Это обусловлено различием в системе возбуждения антенны в обоих режимах. Если в режиме передачи возбуждение сторонними источниками осуществляется в некоторой ограниченной области антенны, то в режиме приема сторонние источники (внешнее падающее поле) распределены по всей ее поверхности [1].

**Приемная антенна является диссипативным рассеивателем, так как часть мощности падающего на антенну поля поглощается в нагрузке приемной антенны.** Поэтому для приемной антенны как диссипативного рассеивателя имеет место фундаментальное соотношение между полной мощностью поглощения (в нагрузке)  $P_H$  и мощностью рассеяния  $P_{РАС}$ :

$$P_{РАС} \geq P_H. \quad (4.26)$$

Знак равенства в соотношении (4.26) справедлив лишь при условии, что поверхность антенны является поверхностью абсолютно «черного» типа, т.е. вся мощность, заключенная в части поверхности фронта падающей волны, совпадающей с геометрической поверхностью апертуры антенны, поглощается её нагрузкой. Другими словами, сумма всех составляющих рассеянного поля должна быть равна нулю. Из соотношения (4.26) также следует, что приемная антенна может обладать нулевым рассеянием только при условии чисто реактивной нагрузки, когда  $P_H = 0$ . **При наличии активной составляющей нагрузки на входе приемной антенны последняя не может быть полностью радиолокационно невидимой.**

#### 4.4 Параметры электромагнитной совместимости антенн

Любая приемная антенна наряду с полезным сигналом принимает мешающие сигналы соседних радиотехнических систем. Прием мешающих сигналов может привести к нарушению работы той или иной радиосистемы, находящейся в поле излучения соседних радиосистем. При этом говорят, что электромагнитная совместимость (ЭМС) таких радиосистем не обеспечена. Одним из основных каналов передачи и приема мешающих сигналов соседних радиосистем является канал передающая антенна одной радиосистемы - окружающее пространство - приемная антенна другой радиосистемы. Поэтому для оценки электромагнитной совместимости соседних радиотехнических систем (РТС) необходимо уметь рассчитывать мощность сигнала, приходящего со входа передающей антенны одной радиосистемы на вход приемной антенны другой радиосистемы на некоторой произвольной частоте  $f$ , лежащей в интервале  $0,2f_0 - 5f_0$ , где  $f_0$  - рабочая частота радиосистемы, для которой анализируется электромагнитная совместимость с соседними радиосистемами. Полагая, что каждая из рассматриваемых антенн по частоте  $f$  имеет один вход, а сами антенны и окружающее их пространство линейны, находим очевидную линейную зависимость между мощностью  $P_1$  на входе передающей антенны и мощностью  $P_2$  на входе приемной антенны:

$$P_2(f) = \zeta(f)P_1(f). \quad (4.27)$$

**Коэффициент  $\zeta(f)$  называют коэффициентом связи двух антенн на частоте  $f$ .** Этот параметр является одним из основных при анализе электромагнитной совместимости двух РТС. Если антенны соседних РТС расположены в дальней зоне на расстоянии  $r$  друг от друга, то плотность потока мощности передающей антенны в месте расположения приемной антенны

$$P_2(M_2) = \frac{P_1}{4\pi r^2} G_1 |\bar{F}_1(M_2)|^2. \quad (4.28)$$

где  $G_1$  - коэффициент усиления передающей антенны в направлении максимума диаграммы направленности;  $\bar{F}_1(M_2)$  - значение нормированной диаграммы направленности передающей антенны в направлении на приемную антенну.

Используя соотношения (4.27), (4.28), получаем выражение для коэффициента связи антенн:

$$\zeta = \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 G_1(M_2) G_2(M_1) |\xi|^2, \quad (4.29)$$

где

$$G_1(M_2) = G_1 |\bar{F}_1(M_2)|^2; \quad G_2(M_1) = G_2 |\bar{F}_2(M_1)|^2 \quad (4.30)$$

- соответственно коэффициенты усиления передающей и приемной антенн в направлении друг на друга.

Таким образом, коэффициент связи антенн рассчитывают через их характеристики направленности. Особенность заключается в том, что эти харак-

теристики должны быть известны в широкой, в том числе и нерабочей, полосе частот.

Выражение (4.30) показывает возможные пути обеспечения ЭМС РТС за счет уменьшения коэффициента связи их антенн, а именно: увеличение расстояния между антеннами (способ очевидный, но далеко не всегда приемлемый); уменьшение коэффициента усиления каждой из антенн в заданной полосе частот в направлении на другую антенну, в частности, с помощью формирования провалов в диаграммах направленности антенн в указанных направлениях или установки экранов между антеннами; применение поляризационно-развязанных антенн; использование резонансного согласования антенн с фидерной линией на рабочей частоте, что приводит к резкому рассогласованию, а следовательно, и падению коэффициента усиления антенн на нерабочих частотах; применение фидерных линий с большой постоянной затухания на нерабочих частотах.

Вообще с позиции обеспечения ЭМС при разработке антенно-фидерных устройств важно обеспечить не только «хорошие» характеристики в требуемой рабочей полосе частот РТС, но и «плохие» характеристики за пределами этой полосы.

Если антенны расположены на произвольном расстоянии друг от друга, в частности, в промежуточной или ближней зоне, то коэффициент связи антенн определяется через их поле излучения в режиме передачи:

$$\zeta = \frac{(1 - |\Gamma_1|^2)(1 - |\Gamma_2|^2) \left| \int_S [\bar{E}_2 \bar{H}_1] - [\bar{E}_1 \bar{H}_2] \right|^2}{16 P_{\text{ПАД}1} P_{\text{ПАД}2}}. \quad (4.31)$$

Здесь через  $\bar{E}_1, \bar{H}_1, \bar{E}_2, \bar{H}_2$  обозначены электрическое и магнитное поля первой и второй антенн в произвольной точке на поверхности  $S$  при подаче на вход каждой из антенн в режиме передачи мощностей  $P_{\text{ПАД}1}$  и  $P_{\text{ПАД}2}$ ;  $\Gamma_1, \Gamma_2$  - коэффициенты отражения от входов этих антенн. При этом поле одной из антенн, например  $\bar{E}_1, \bar{H}_1$  и коэффициент отражения от ее входа  $\Gamma_1$  находятся в присутствии второй антенны, т.е. учитывается реакция второй антенны, как пассивного рассеивателя на поле излучения первой антенны. Поле  $\bar{E}_2, \bar{H}_2$  второй антенны может существовать как в присутствии, так и в отсутствие первой антенны. Поверхность  $S$  - произвольная замкнутая, охватывающая либо только первую, либо только вторую антенну.

При расчете полей  $\bar{E}_1, \bar{H}_1, \bar{E}_2, \bar{H}_2$ , входящих в соотношение (4.31), требуется решение соответствующей задачи возбуждения антенн в режиме передачи. Эта задача, как правило, хорошо разрешима для антенн, работающих на основной (рабочей) частоте. Для нерабочих частот поля излучения известны лишь для простейших типов антенн (вибраторных, щелевых, в виде открытых концов волноводов и др.). Поэтому, несмотря на относительную простоту со-



отношения (4.31), пользование им требует существенного развития методов и алгоритмов расчета полей излучения антенн на нерабочих частотах.

Для слабонаправленных и других типов антенн, для которых известно взаимное сопротивление  $Z_{12}$  между первой и второй антеннами, коэффициент связи

$$\zeta(f) = \frac{4|Z_{12}|^2 \operatorname{Re} Z_H W_1}{|(Z_{11} + W_1)(Z_{22} - Z_H) - Z_{12}^2|}, \quad (4.32)$$

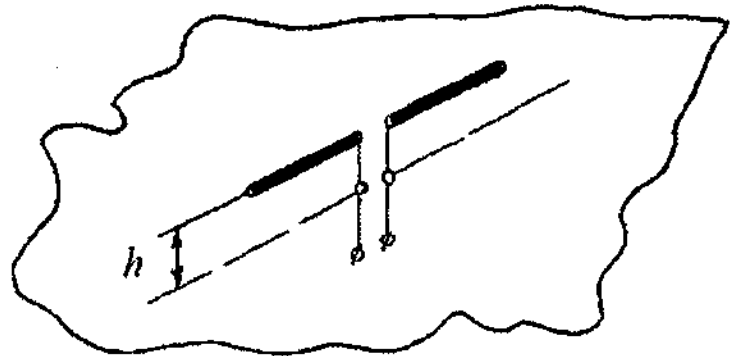
где  $Z_{11}$ ,  $Z_{22}$  - входные сопротивления первой и второй уединенных антенн;  $W_1$  - волновое сопротивление фидерной линии первой антенны;  $Z_H$  - сопротивление нагрузки, включенное непосредственно на вход второй антенны.

Более подробные сведения о методах расчета коэффициента связи между антеннами в широкой полосе частот можно найти в [1,2].

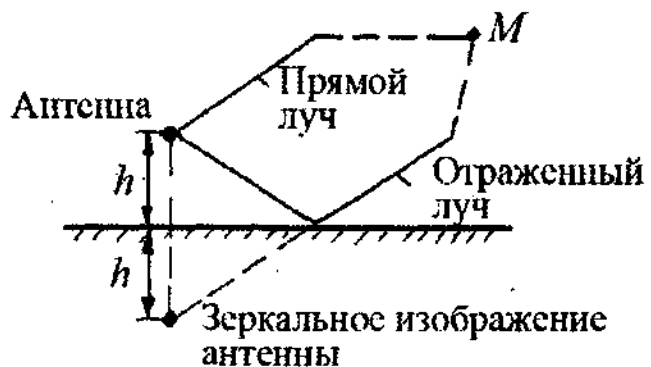
## 5 СЛАБОНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ

### 5.1 Характеристики антенн с учетом влияния проводящей земной поверхности или летательного аппарата. Метод зеркальных изображений

При расположении антенны вблизи земной поверхности или металлического экрана, имеющего в общем случае произвольную форму (обшивка летательного аппарата (ЛА) или корабля), часть поля антенны попадает на эту поверхность (рис. 5.1,а). В результате в земле и близко расположенных металлических телах возникают токи проводимости и смещения (вторичные токи). Эти токи создают свое (вторичное) поле, которое связано с первичным через граничные условия на земной поверхности или экране. Влияние, оказываемое вторичным полем на характеристики антенны, ничем качественно не отличается от влияния рядом размещенной антенны, и качественный характер этого влияния остается одинаковым как для земли, так и для металлического экрана.



а)



б)

**Рисунок 5.1 – Влияние экрана на характеристики антенны:**

**а) – расположение вибратора над металлическим экраном;**

**б) – ход лучей от антенны и ее зеркального изображения**

Поскольку граничные условия для металлической поверхности записываются значительно проще, чем для реальной (полупроводящей) земной поверхности, рассмотрение начнем с идеально отражающего экрана, воспользовавшись методом зеркального изображения.

Согласно этому методу источник радиоизлучения, расположенный над бесконечно протяженной и идеально проводящей плоскостью, создает в освещенном полупространстве такое же поле, какое создали бы два источника излучения, помещенные в свободное пространство, один из которых представля-

ет собой реальную антенну, а второй - ее зеркальное изображение в экране. Зеркальный источник располагается при этом на продолжении нормали к поверхности на расстоянии, равном высоте подвеса  $h$  реальной антенны (рис. 5.1,б). Амплитуда тока в зеркальном источнике (антенне) при полном отражении равна амплитуде тока в реальной антенне.

Что касается направления (т.е. фазы) тока в зеркальном изображении антенны, то оно может быть указано только с учетом граничных условий на поверхности экрана.

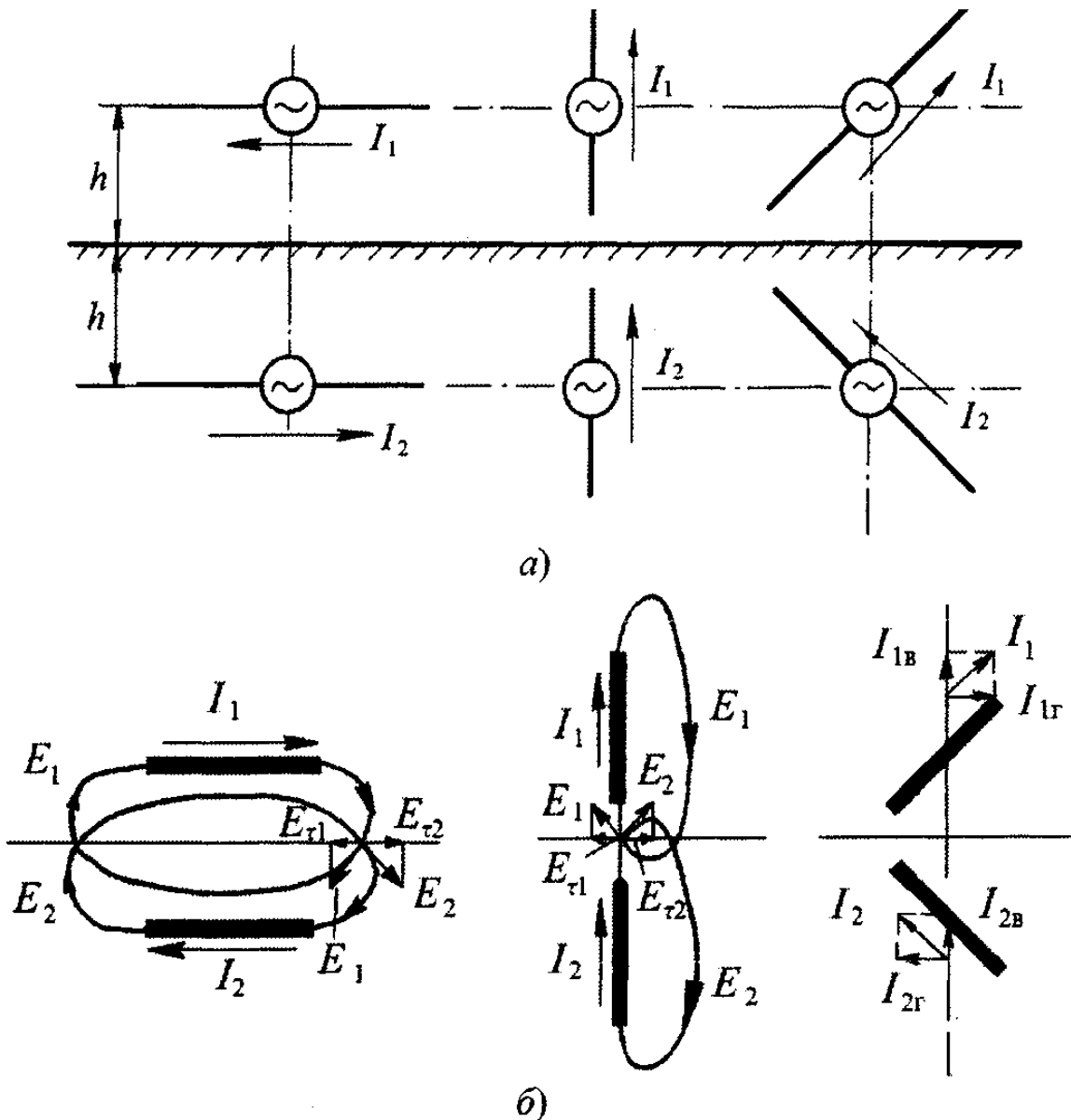


Рисунок 5.2 – Зеркальное изображение симметричного вибратора:

а) – общий вид;

б) – определение тока в зеркальном изображении вибратора

Зеркальные изображения симметричного вибратора при различных его ориентациях относительно экрана, а также направления силовых линий поля  $\vec{E}$  антенны и ее зеркального изображения показаны на рис. 5.2,а), б).

Как видим, на поверхности экрана тангенциальная составляющая  $E_\tau$  результирующего поля обращается в нуль, если в горизонтальном вибраторе и его изображении токи текут в противоположных направлениях (т.е. противофазны), а в вертикальном вибраторе и его изображении - в одном направлении (токи синфазны).

Направление тока в изображении произвольно ориентированного вибратора определяется как для суммарного тока  $I_2$ , состоящего из горизонтальной и вертикальной составляющих.

Более сложные антенны при построении их зеркальных изображений могут быть разложены на более простые элементы, для которых правила зеркального изображения известны.

В отличие от идеального отражающего экрана земная поверхность не дает полного отражения; часть энергии падающей волны проникает в толщу Земли и там затухает, превращаясь в тепло. Поэтому строгий учет влияния реальных параметров почвы на излучение антенн оказывается более сложным. Однако его результаты показывают, что и в этом случае принцип зеркального изображения также может быть использован для расчета поля, но только в дальней зоне (диаграмма направленности). При этом зеркальное изображение излучателя, как и для металлического экрана, располагается под плоской земной поверхностью, а ток  $I_2$  в нем принимают равным току реальной антенны  $I_1$ , умноженному на коэффициент отражения  $R$  от полупроводящей земной поверхности (коэффициент Френеля):

$$I_2 = \dot{R}I_1,$$

где  $\dot{R} = R \cdot e^{j\Phi}$  ( $R$  - модуль коэффициента отражения,  $\Phi$  - его фаза).

В зависимости от ориентации вектора  $\vec{E}$  у отражающей поверхности различают коэффициенты Френеля для горизонтально и вертикально поляризованных полей. Причем эти коэффициенты зависят от угла падения волны, электрических параметров почвы (проводимости  $\sigma$ , диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ ) и длины волны  $\lambda$ . Соответствующие расчетные формулы приводятся в курсе теории электромагнитного поля.

Таким образом, применение метода зеркального изображения позволяет свести задачу об антенне над экраном (или землей) к задаче о двух связанных антеннах с известным соотношением токов:

$$I_2/I_1 = \alpha \cdot e^{j\psi_1} = \dot{R} = R \cdot e^{j\Phi}.$$

## 5.2 Диаграммы направленности антенны с учетом влияния земли. Несимметричный вибратор

Примем вначале для простоты рассмотрения землю идеально проводящей и плоской.

Антенну и ее зеркальное изображение заменим точечными излучателями, расположенными в их фазовых (геометрических) центрах (рис. 5.3). Тогда

получим систему из двух вибраторов, разнесенных на расстояние  $2h$  и имеющих равные амплитуды токов.

Суммарное поле такой системы в плоскости расположения вибраторов может быть найдено с использованием множителя решетки:

$$E = Af_1(\Theta)f_N(\Theta) = E_1f_N(\Theta),$$

где  $E_1 = Af_1(\Theta)$  - напряженность поля симметричного вибратора без учета влияния земли;  $A$  и  $f_1(\Theta)$  -

соответственно напряженность поля вибратора в направлении максимального излучения и его диаграмма направленности;  $f_N(\Theta) = \sin(N\psi/2)/\sin(\psi/2)$  - множитель системы, учитывающий в данном случае влияние земли;  $\psi = k2h\sin\Theta + \Phi$  - сдвиг по фазе между полями антенны и ее зеркального изображения в точке наблюдения;  $\Theta$  - угол между направлением в точку наблюдения и горизонтальной плоскостью;  $N$  - число излучателей (в рассматриваемом случае  $N = 2$ ).

При горизонтальной поляризации поля излучения токи в реальном вибраторе и его зеркальном изображении противофазны ( $\Phi_T = \pi$ ) и

$$E_T = 2Af_1(\Theta) \cdot \sin\left(2\pi \frac{h}{\lambda} \cdot \sin\Theta\right). \quad (5.1)$$

В случае вертикальной поляризации, когда  $\Phi_B = 0$ , суммарное поле

$$E_B = 2Af_1(\Theta) \cdot \cos\left(2\pi \frac{h}{\lambda} \cdot \sin\Theta\right). \quad (5.2)$$

Из выражений (5.1) и (5.2) следует, что основным параметром, определяющим направленные свойства антенны в вертикальной плоскости, является относительная высота подвеса  $h/\lambda$ . В горизонтальной плоскости ДН остается без изменения, так как множитель системы  $f_N(\Theta)$  не зависит от азимутального угла  $\varphi$ .

Если горизонтальный вибратор в свободном пространстве создает ненаправленное излучение в вертикальной плоскости (экваториальная плоскость вибратора), то в присутствии земли ДН, как это следует из (5.1), приобретает лепестковый характер (рис. 5.4). С увеличением высоты подвеса над землей

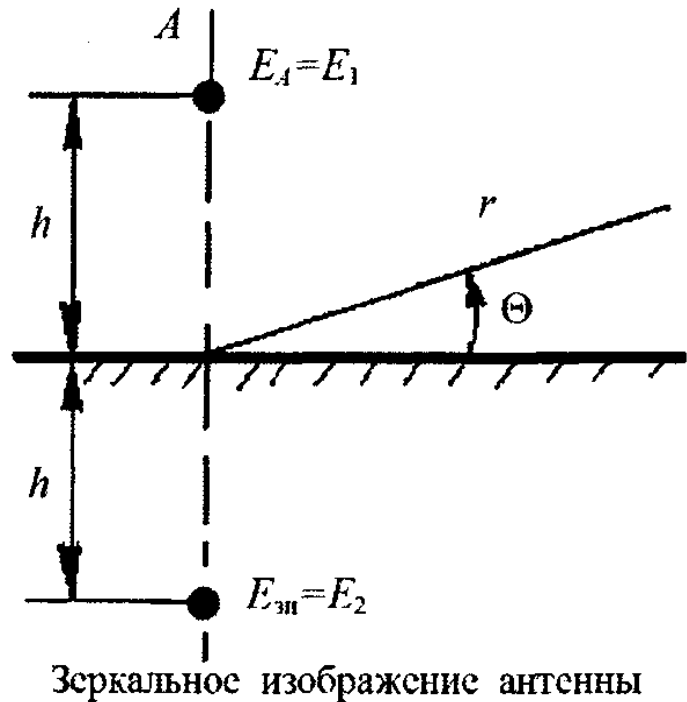


Рисунок 5.3 – К расчету ДН вибратора с учетом влияния Земли

число лепестков увеличивается, нижние лепестки приближаются к земле, ДН становится уже. При этом число боковых лепестков при углах  $\Theta$  в пределах  $0 - 90^\circ$  равно числу полуволн, укладываемых на высоте подвеса антенны  $h$ . Кроме того, излучение вдоль земной поверхности ( $\Theta = 0$ ) отсутствует, а напряженность поля в направлении максимального излучения удваивается по сравнению со случаем вибратора, находящегося в свободном пространстве.

Если вибраторная антенна расположена вертикально над земной поверхностью, то она также меняет свои направленные свойства, приобретая многолепестковый характер (рис. 14.5,а). Как следует из выражения (14.2), максимум излучения при этом направлен вдоль земной поверхности.

Формулы (5.1) и (5.2) можно использовать при инженерных расчетах ДН антенн коротких волн.

При учете конечной проводимости земли модуль коэффициента отражения от ее поверхности  $R < 1$ . Следовательно, амплитуда тока в зеркальном изображении вибратора меньше, чем в реальном, и при расчете ДН системы нельзя использовать множитель решетки  $f_N(\Theta)$ . В этом случае необходимо геометрически суммировать поля в дальней зоне от антенны и ее зеркального изображения.

Введем обозначения:  $E_A = E_1$  и  $E_{3M} = E_2$  (рис. 5.3), тогда суммарное поле

$$E = E_1 + E_2 = E_1 + \dot{R}E_1 = E_1 \left[ 1 + R \cdot e^{j(k2h \sin \Theta + \Phi)} \right], \quad (5.3)$$

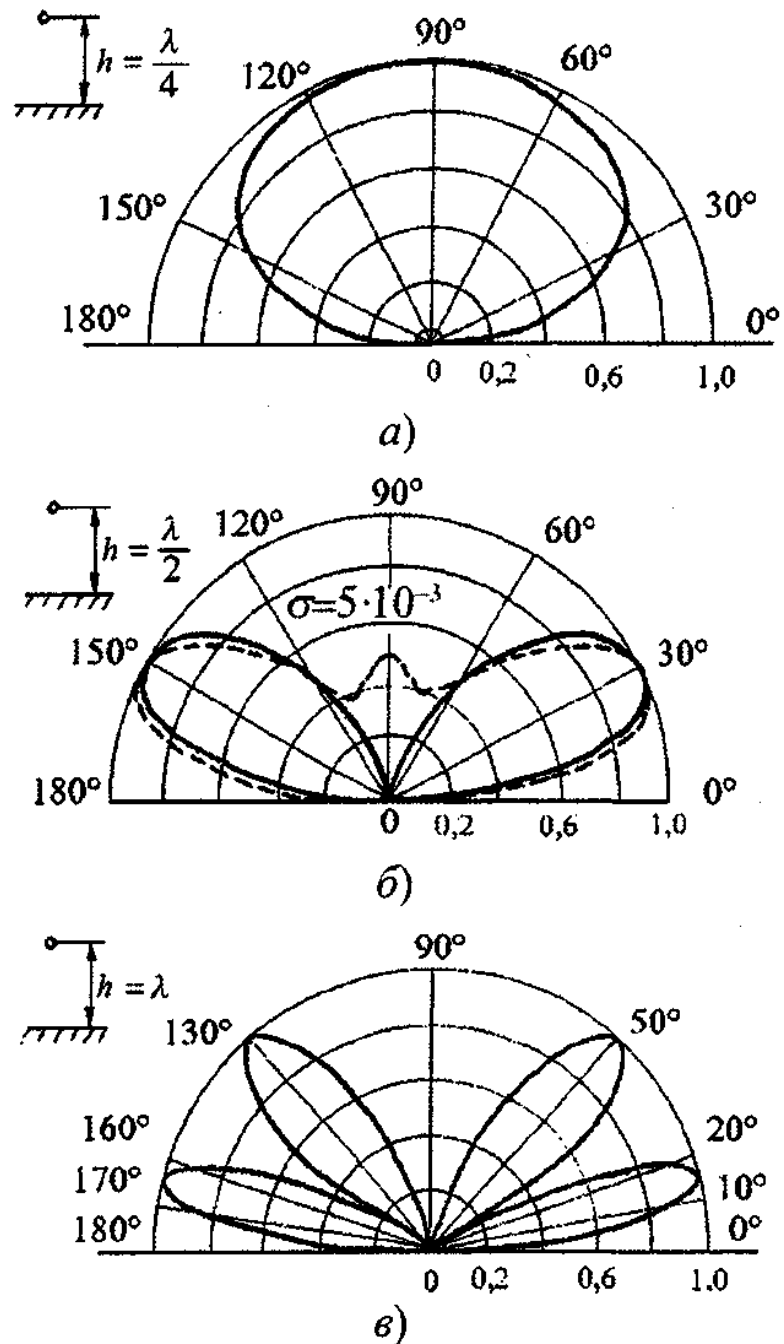


Рисунок 5.4 – ДН горизонтального вибратора над экраном

где  $\dot{R} = R \cdot e^{j\Phi} = E_2/E_1$  - коэффициент отражения от земной поверхности.

Переходя к модулю выражения (5.3), получаем

$$E_m = E_{m1} \sqrt{1 + R^2 + 2R \cos(k2h \sin \Theta + \Phi)}. \quad (5.4)$$

Расчет ДН антенны по формуле (5.4) показывает, что влияние конечной проводимости земли сводится к незначительному расширению диаграммы и к замене направлений нулевого излучения направлениями минимального излучения (рис. 5.4,б, пунктир; рис. 5.5,б).

Более строгий учет параметров земли показывает, что при горизонтальной поляризации появляется составляющая поля антенны вдоль земной поверхности; при вертикальной же поляризации максимум излучения приподнимается над землей.

В случае антенн иных типов учет влияния земли на их направленные свойства производится с помощью формул, аналогичных приведенным выше.

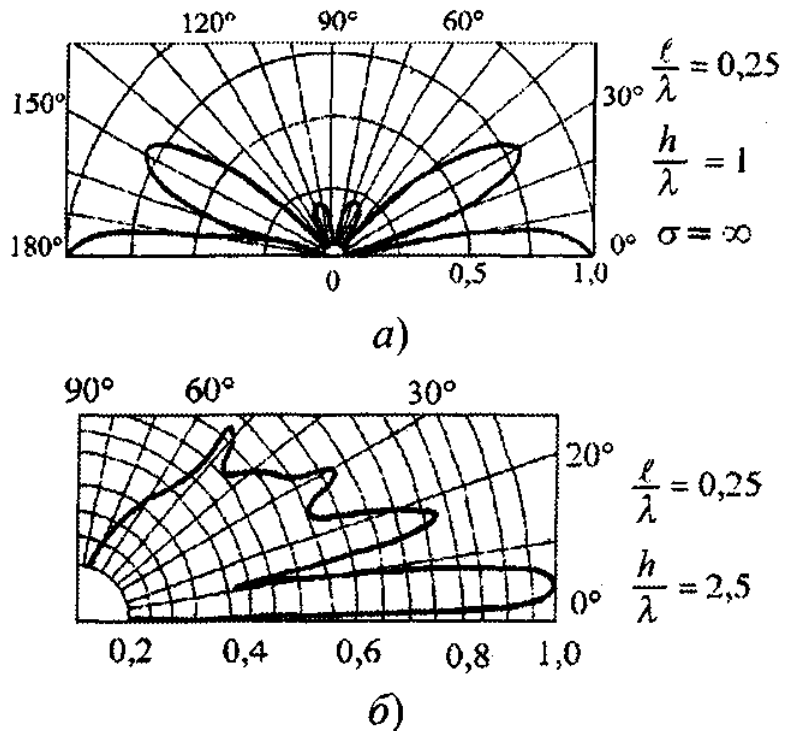


Рисунок 5.5 – ДН вертикального вибратора над экраном

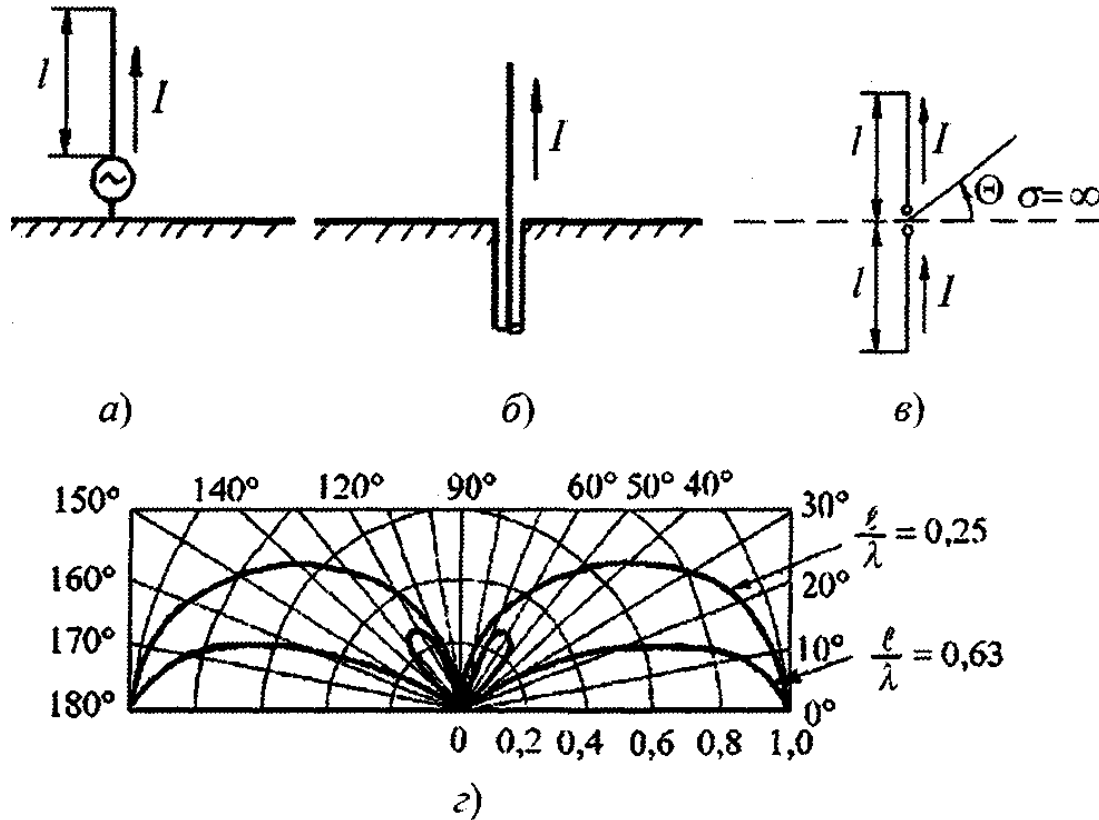
Входное сопротивление и сопротивление излучения симметричного вибратора, расположенного вблизи земной поверхности или металлического экрана, рассчитывают с учетом взаимного влияния между вибратором и его зеркальным изображением. Расчет производится с помощью метода наведенных ЭДС [2] и сводится к отысканию вносимых сопротивлений в антенну со стороны зеркального источника.

Вносимое сопротивление убывает с увеличением расстояния между антеннами, поэтому при достаточно высоко поднятых антеннах  $[h \geq (2...3)\lambda]$  взаимное влияние можно не принимать во внимание. Следует также подчеркнуть, что сопротивление вертикального вибратора в значительно меньшей степени зависит от своего зеркального изображения, чем сопротивление горизонтального вибратора.

**Несимметричным** обычно называют такой вибратор, одно плечо которого по размерам или форме отличается от другого.

На практике широкое распространение получили несимметричные вертикальные заземленные вибраторы, представляющие собой вертикальный по

отношению к земле или металлической поверхности провод, к нижнему концу которого присоединена одна из клемм генератора (или приемника) (рис. 5.6,а). Вторая клемма генератора соединяется с землей или металлическим экраном. Таким образом, земля или металлическая поверхность играют роль второго плеча вибратора.



**Рисунок 5.6 – Вертикальный заземленный вибратор:**  
 а) – упрощенная схема; б) – питание вибратора коаксиальной линией; в) – вибратор и его зеркальное изображение; г) – ДН в вертикальной плоскости при различной длине

В случае бортовых антенн ЛА вертикальный вибратор может являться продолжением коаксиальной (рис. 5.6,б) или полосковой линии.

На длинных и средних волнах (диапазоны НЧ и СЧ) земля по своим свойствам является хорошим проводником и ее действие на ДН и входное сопротивление несимметричного вибратора можно учесть влиянием зеркального изображения с тем же направлением тока равной величины.

Следовательно, замена земли зеркальным изображением вибратора сводится к переходу от несимметричного вертикального вибратора длиной  $l$  к симметричному длиной  $2l$  (рис. 5.6,в). Поэтому ДН такого вибратора в вертикальной плоскости выражается той же формулой, что и для симметричного вибратора:

$$F(\Theta) = \frac{\cos(kl \sin \Theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \cos \Theta} \quad \text{при } l \leq 0,7\lambda,$$

где угол  $\Theta$  изменяется в пределах  $0 \leq \Theta \leq 180^\circ$ .



Таким образом, ДН несимметричного вибратора в вертикальной плоскости зависит только от отношения  $l/\lambda$  (рис. 5.6,з), а в горизонтальной плоскости является ненаправленной. При этом максимум излучения направлен вдоль земной поверхности. Если длина несимметричного вибратора превышает  $0,7/\lambda$ , то интенсивность излучения вдоль земли падает, а боковые лепестки возрастают.

В случае антенн коротких и метровых волн (диапазоны ВЧ и ОВЧ), когда землю нельзя считать идеально проводящей, ток в зеркальном изображении может быть определен с помощью коэффициентов отражения. Расчеты ДН при учете конечной проводимости земли показывают, что максимум излучения направлен под некоторым углом  $\Theta_0$  к горизонтальной плоскости и этот угол тем меньше, чем выше проводимость почвы и больше рабочая длина волны.

Так как излучение несимметричного вибратора происходит только в одно (верхнее) полупространство (рис. 5.6,з), мощность излучения оказывается в два раза меньшей, чем у соответствующего симметричного вибратора в свободном пространстве с тем же значением тока.

Как известно, мощность излучения пропорциональна сопротивлению излучения, поэтому сопротивление излучения несимметричного вертикального вибратора длиной  $l$  в два раза меньше, чем у симметричного длиной  $2l$

В случае четвертьволнового несимметричного вибратора ( $l = \lambda/4$ )

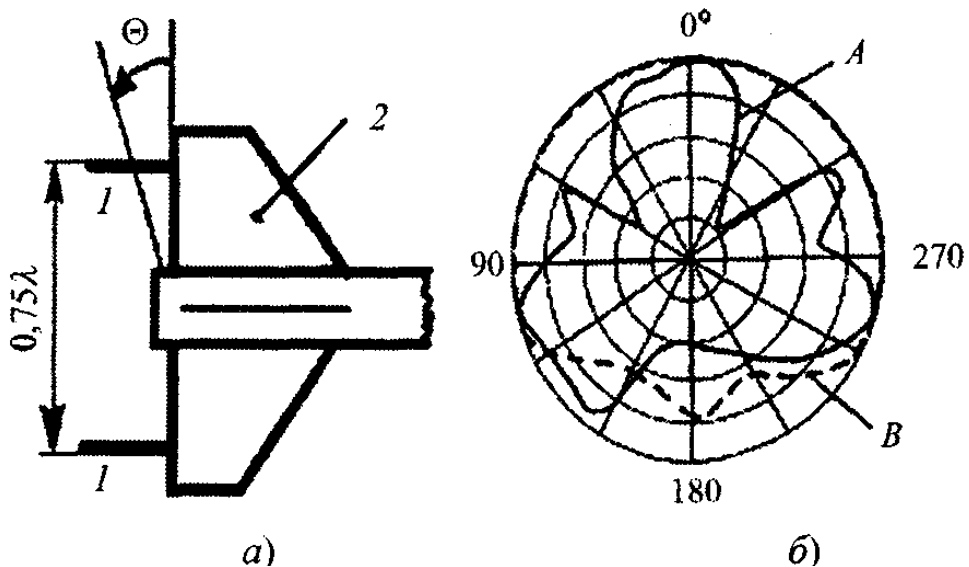
$$R_{\Sigma \text{ НВ}} = \frac{1}{2} R_{\Sigma \text{ СВ}} = \frac{73,1}{2} \approx 36,6 \text{ Ом.}$$

Действующая высота несимметричного вибратора  $h_{\text{Д НВ}}$  также в два раза меньше  $h_{\text{Д СВ}}$  действующей высоты симметричного вибратора:  
 $h_{\text{Д НВ}} = 0,5 \cdot h_{\text{Д СВ}}$ .

### 5.3 Особенности расчета бортовых слабонаправленных антенн

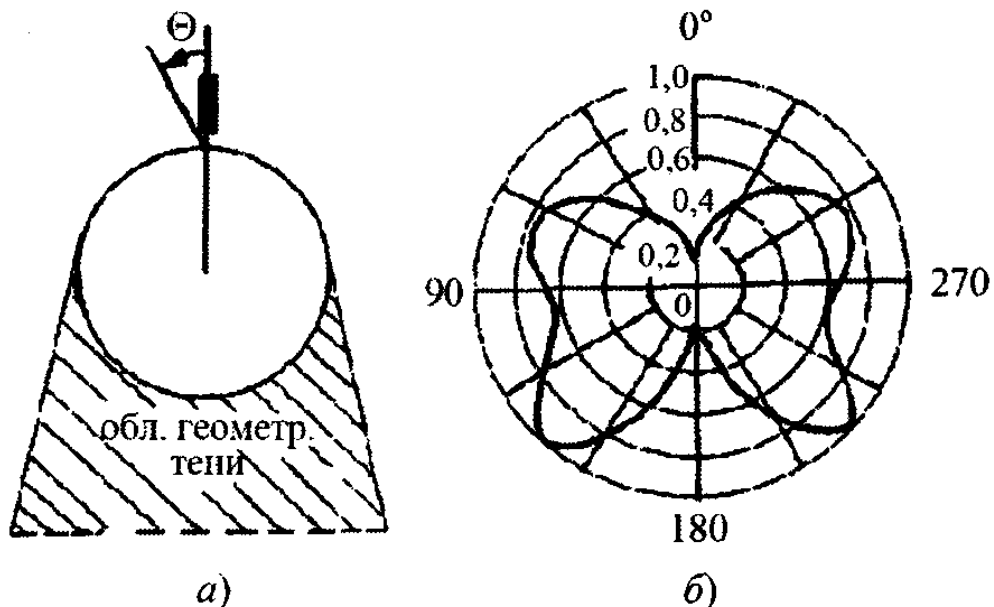
Слабонаправленные или ненаправленные бортовые антенны, излучающие в широком секторе углов или во всё окружающее пространство, используются в радиосистемах связи с самолетами, с неориентированными в пространстве ЛА, в активной радиолокации, радионавигации и т.д. Требуемая диаграмма направленности в этих случаях должна быть возможно ближе к круговой (при ненаправленном излучении) или однолепестковой с шириной в десятки и более градусов (при излучении в заданный сектор пространства). Возникающая в диаграмме направленности изрезанность (осцилляции), которая обычно присуща таким антеннам, является нежелательной, и максимально допустимая величина провала в ДН определяется требуемыми характеристиками радиосистемы. Примерная форма ДН антенны радиомаяка ЛА [1] приведена на рис. 5.7.

Для выяснения особенностей расчета бортовых слабонаправленных антенн кратко остановимся на физике происходящих процессов. Как известно, полуволновый вибратор (металлический или щелевой) или турникет из двух



**Рисунок 5.7 – Двухвибраторная противофазная антенна ЛА:**  
*a)* – продольное расположение симметричных вибраторов (*1*) на стабилизаторе ЛА (*2*); *б)* – ДН антенны в плоскости вибраторов (*A*) и в продольной плоскости (*B*), перпендикулярной плоскости вибраторов

таких вибраторов, помещенный в свободное пространство, представляет собой слабонаправленную или ненаправленную антенну. Однако тот же излучатель,



**Рисунок 7.8 – Несимметричный вибратор вблизи проводящей поверхности сферической формы (*a*) и примерный вид ДН (*б*) такой антенны с учетом влияния проводящей поверхности сферы**

установленный на проводящем корпусе носителя, имеет существенно отлич-

ную диаграмму направленности. Этот излучатель создает токи на проводящей поверхности тела, которые совместно со сторонним источником (излучателем) определяют поле излучения. В результате интерференции полей от стороннего источника и наведенных поверхностных токов в части пространства результирующее поле будет резко ослаблено. Для такой области пространства можно говорить об экранирующем действии проводящей поверхности ЛА; в понятии геометрической оптики это *область тени* (рис. 7.8,а). Для другой части пространства интерференция может привести к значительной изрезанности ДН. Таким образом, поверхность ЛА принимает непосредственное участие в формировании ДН слабонаправленной антенны. Однако действие проводящей поверхности ЛА при построении остронаправленных антенн может существенно изменяться. В ряде случаев влияние этой поверхности может не сказываться на ДН. Действительно, размеры антенны с карандашной формой ДН составляют десятки и более длин волн  $\lambda$ , и размещение ее таково, что основная часть излучаемой электромагнитной энергии минует отражающие поверхности ЛА. Такие антенны могут устанавливаться в специальном отсеке, например в носовой части, и укрываться радиопрозрачным обтекателем. В тех случаях, когда бортовая остронаправленная антенна представляет собой решетку щелевых (слабонаправленных) излучателей, действие проводящей поверхности ЛА будет менее существенно, чем влияние амплитудно-фазового распределения излучающих токов в решетке.

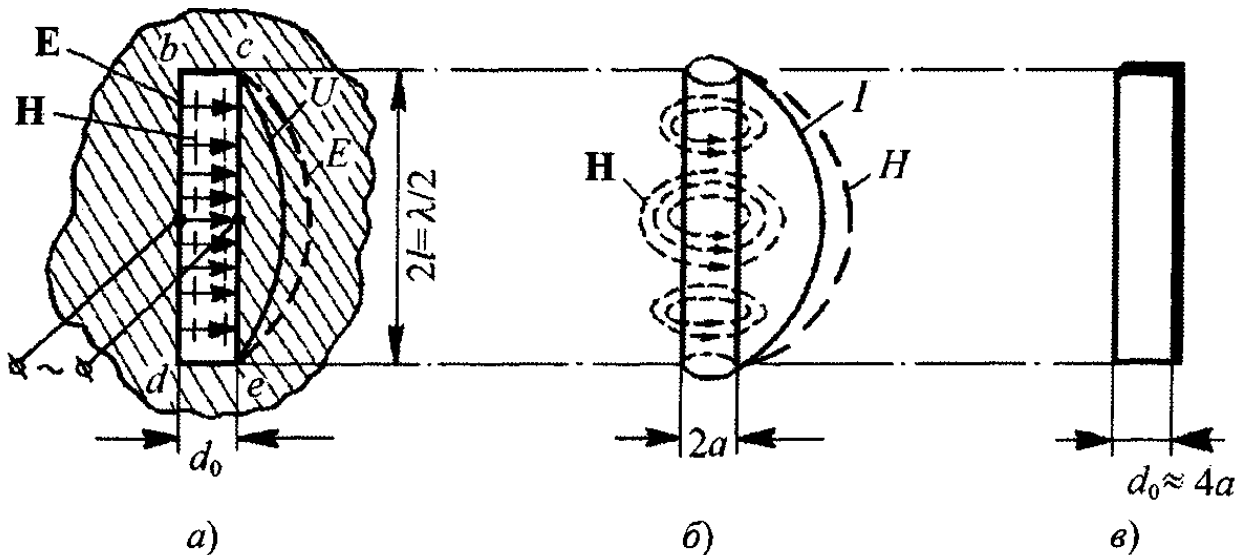
Отметим, что построение бортовых слабонаправленных антенн с заданными характеристиками направленности - довольно распространенная задача, и ее решение в ряде случаев не менее сложно, чем построение современных остронаправленных антенн. Трудности решения задачи об излучении бортовой слабонаправленной антенны заключаются в нахождении решения неоднородных волновых уравнений, удовлетворяющих сложным граничным условиям: поверхность ЛА имеет сложную геометрию (за редким исключением) с различными отверстиями (люки), стыковочными пазами, а также защитным теплоизоляционным покрытием или окружающей ионизированной средой и т.д. Еще более сложной задачей является задача синтеза слабонаправленных бортовых антенн, так как здесь подлжит определению также минимально необходимое число слабонаправленных излучателей, их размещение и возбуждение для формирования заданной ДН.

#### **5.4 Щелевой вибратор. Применение принципа двойственности для определения основных характеристик**

Щелевой вибратор (щелевая антенна) представляет собой излучатель в виде отверстия, прорезанного в металлическом экране, наружной поверхности линии передачи (волноводной, полосковой, коаксиальной) или стенке объемного резонатора.

Если в неограниченной плоской проводящей плоскости прорезать узкую прямоугольную щель, например, длиной  $2l = \lambda/2$ , шириной  $d_0$  ( $d_0 \ll \lambda$ ) и возбудить ее в центре от генератора высокой частоты, то в щели возникнут стоячие волны как результат отражений от граней  $bc$  и  $de$  (рис. 5.9,а). Характерно, что в рассматриваемом случае:

- магнитное поле металлического вибратора (рис. 5.9,б) подобно электрическому полю щелевой антенны (рис. 5.9,а);
- магнитное поле вибратора расположено в плоскости, перпендикуляр-



**Рисунок 5.9 – Конфигурация электрического и магнитного полей:**  
 а) – в плоскости щели; б) – вблизи поверхности цилиндрического вибратора; в) – симметричный вибратор в виде металлической пластины

ной его продольной оси и не имеет продольной составляющей; электрическое поле щелевой антенны располагается в плоскости, перпендикулярной широкой стороне щели, не имея на ней продольной составляющей;

- магнитное поле полуволнового вибратора максимально по величине в середине вибратора и равно нулю на его концах; электрическое поле щелевой антенны также максимально по величине в середине щели и уменьшается до нуля на ее краях.

Отсюда можно заключить, что щелевая антенна, как и вибраторная, способна излучать электромагнитные волны; плоскости расположения электрического и магнитного полей различны. В то время как вертикальный вибратор создает вертикально-поляризованные волны, вертикальная щель излучает волны с горизонтальной поляризацией.

Исходя из приведенной аналогии, вибраторные антенны называют электрическими, а щелевые - магнитными (магнитный вибратор) с распределением магнитного тока (т.е. напряженности электрического поля) по его плечам для случая  $d_0 \rightarrow 0$  по закону

$$I_x^M(x) = I_H^M \sin k(l - |x|),$$

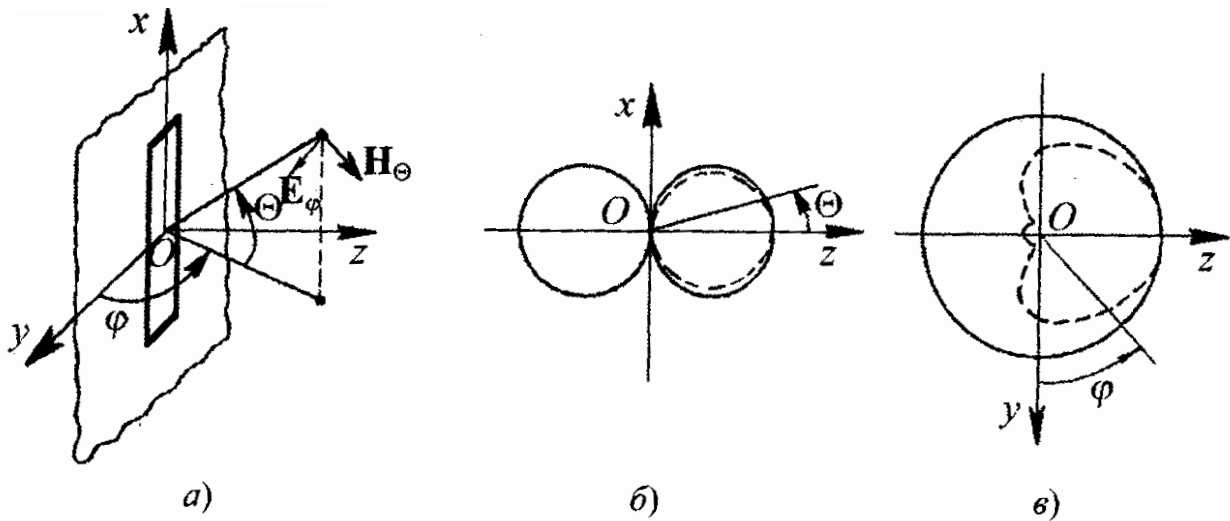
где  $I_{\Pi}^M$  - магнитный ток в пучности распределения.

Сформулированная аналогия между электрическим и магнитным вибраторами вытекает из общей взаимосвязи подобных излучателей. Эти связи выражаются принципом двойственности, базирующимся на симметрии уравнений Максвелла (1.1) относительно электрических и магнитных параметров (с точностью до знака). Согласно этому принципу, замены  $\bar{I}^{\mathcal{E}} \rightarrow -\bar{I}^M$ ;  $\bar{E} \leftrightarrow \bar{H}$ ;  $W \rightarrow -1/W$  дают возможность, исходя из выражения (2.11) для поля электрического вибратора в дальней зоне, сразу получить дальнейшее электромагнитное поле симметричного магнитного вибратора (щелевого излучателя):

$$H_{\Theta} = \frac{j}{2\pi} \frac{I_{\Pi}^M}{W} \left[ \frac{\cos(kl \sin \Theta) - \cos kl}{\cos \Theta} \right] \frac{e^{-jkr_0}}{r_0}, \quad E_{\varphi} = -H_{\Theta} W. \quad (5.5)$$

Из (5.5) видно, что ДН у щелевой антенны в бесконечном экране (рис. 5.10,а) такая же, как у соответствующего металлического вибратора (рис. 5.10,б, сплошные линии), и в случае длины  $2l = \lambda/2$  описывается уравнением

$$F(\Theta, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \Theta\right)}{\cos \Theta}.$$



**Рисунок 5ю10 – К определению поля излучения щелевой антенны:  
 а) – ориентация векторов поля излучения щели; б) – ДН антенны во взаимноперпендикулярных плоскостях**

В ортогональной плоскости  $zOy$  излучение ненаправленное (рис. 5.10 ,в). Определим активную и реактивную составляющие входной проводимости щелевой антенны, пользуясь принципом двойственности.

Напряженность электрического поля щели в пучности (рис. 5.9,а)

$$E_m = U_m / d_0,$$

где  $U_m$  - напряжение в пучности распределения поля по щели;  $d_0$  - ширина щели.

Эквивалентный электрический вибратор представляет собой тонкую металлическую ленту шириной  $d_0$  (рис. 5.9, в). Ближайшие к ленте магнитные силовые линии имеют длину  $\int_l dl = 2d_0$ . Следовательно, согласно закону полного тока, напряженность магнитного поля  $H_m$  в пучности тока  $I_{II} = I_m$  эквивалентного вибратора

$$H_m = I_m / (2d_0),$$

а

$$E_m / H_m = (U_m / d_0) / (2d_0 / I_m) = 2U_m / I_m = W,$$

где  $W = 120\pi$  - волновое сопротивление свободного пространства.

Таким образом, зависимость между напряжением в щели и током эквивалентного вибратора, взятыми в соответствующих сечениях,

$$I_m = U_m / (60\pi).$$

Последнее соотношение позволяет перейти от мощности, излучаемой эквивалентным ленточным вибратором  $P_{\Sigma B} = I_m^2 R_{\Sigma} / 2$  к мощности, излучаемой щелью:

$$P_{\Sigma \text{щ}} = \left( \frac{U_m}{60\pi} \right)^2 \frac{R_{\Sigma}}{2} = \frac{U_m^2 G_{\Sigma \text{щ}}}{2}, \quad (5.6)$$

где  $R_{\Sigma}$  - сопротивление излучения вибратора;  $G_{\Sigma \text{щ}}$  - активная проводимость щели. Согласно (5.6)  $G_{\Sigma \text{щ}} = R_{\Sigma} / (60\pi)^2$ .

Тот же множитель  $1 / (60\pi)^2$  устанавливает связь между реактивной составляющей входной проводимости щели  $jB_{\text{щ}}$  и реактивной составляющей входного сопротивления электрического вибратора  $jX$ . Поэтому полная входная проводимость щели

$$Y = \frac{1}{(60\pi)^2} (R_{\Sigma} - j\rho_B \cdot \text{ctg}kl) = G_{\Sigma \text{щ}} + jB_{\text{щ}}.$$

Здесь  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число;  $l$  - половина длины щели;  $\rho_B = 120 \left( \ln \frac{l}{d} - 1 \right)$  - волновое сопротивление ленточного металлического вибратора,

Для настройки в резонанс щелевой излучатель необходимо укоротить. В случае полуволновой щели укорочение может быть определено по формуле (1.23) при подстановке в нее вместо радиуса вибратора  $a$  значения  $d_0/4$ , где  $d_0$  - ширина щели.

КНД двустороннего щелевого излучателя (рис. 5.10, а) совпадает с КНД ленточного металлического вибратора в свободном пространстве.

При прорезании щели в стенках волновода или объемного резонатора излучение происходит над ограниченной металлической поверхностью и только в одну сторону от нее. Первое обстоятельство вызывает изменение формы

ДН согласно пунктирным линиям на рис. 5.10, а второе - двукратное уменьшение излучаемой мощности и соответственно активной проводимости щели. Так, в случае резонансной полуволновой двусторонней щели, когда излучение через щель происходит в обе стороны от экрана, ее входная проводимость

$$G_{\Sigma \text{ щд}} = 73 / (60\pi)^2 = 0,00205 \text{ 1/ОМ} \text{ или } R_{\Sigma \text{ щд}} \approx 500 \text{ ОМ.}$$

Соответственно для односторонней щели

$$G_{\Sigma \text{ що}} = 0,001025 \text{ 1/ОМ} \text{ или } R_{\Sigma \text{ що}} \approx 1000 \text{ ОМ.}$$

Коэффициент направленного действия узкой односторонней полуволновой щели в бесконечном плоском экране в два раза выше КНД двусторонней и равен 3,28.

Диапазонность (полоса частот) щелевого излучателя зависит от его ширины и возрастает с увеличением последней.

### 5.5 Полосковые и микрополосковые (печатные) антенны

Успехи в микроминиатюризации радиоэлектронной аппаратуры СВЧ привели к появлению полосковых и микрополосковых (печатных) антенн, изготавливаемых по технологии интегральных схем. Подобные антенны просты по конструкции, имеют низкую стоимость, малые габаритные размеры и массу, обеспечивают высокую повторяемость размеров.

К настоящему времени предложено и разработано большое число типов печатных антенн:

- вибраторные, возбуждаемые индуктивно или кондуктивно; шлейфовые вибраторы;

- щелевые, воз-

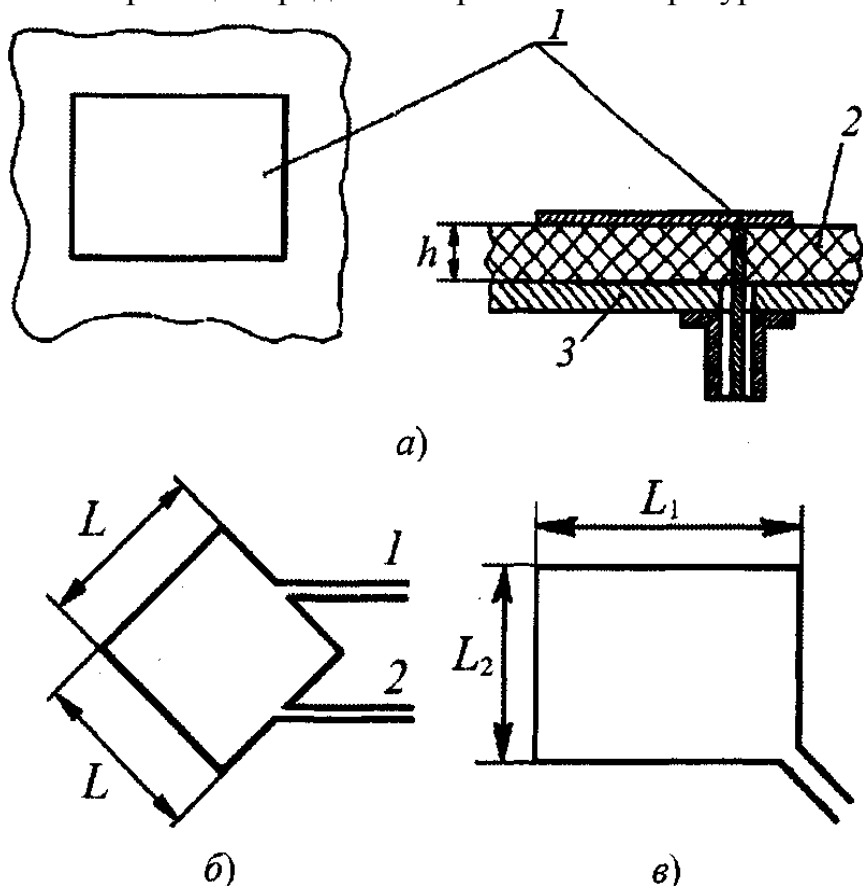


Рисунок 5.11 – Прямоугольные печатные антенны с питанием коаксиальной (а) и полосковой линиями (б, в)

буждаемые микрополосковой линией; щелевые антенны с микрополосковым резонатором;

- плоские двумерные печатные антенны (ПА): плоские ПА резонансные и нерезонансные; ПА с распределенным возбуждением и др.

Наиболее распространены печатные излучатели в виде металлических структур (пластин) 1 правильной прямоугольной (рис. 5.11,а), круглой или неправильной (эллиптической) геометрических форм, расположенных над слоем диэлектрика 2 с металлическим экраном 3. Возбуждение печатных антенн осуществляется с помощью коаксиальной (рис. 5.11,а) либо полосковой (рис. 5.11,б, в) линии. В качестве диэлектрического основания используются диэлектрики с параметрами  $\epsilon_r = 2,5-10,0$ ,  $\text{tg}\delta \approx 10^{-4} - 10^{-3}$  при толщине основания  $h \approx (0,1 - 0,01) \lambda$ . При рассмотрении *печатных резонансных антенн* (прямоугольных или круглых) предполагают, что объемный резонатор ПА, образованный экраном и пластиной, ограничен вертикальными стенками из идеального магнитопроводящего материала, расположенными по периметру пластины.

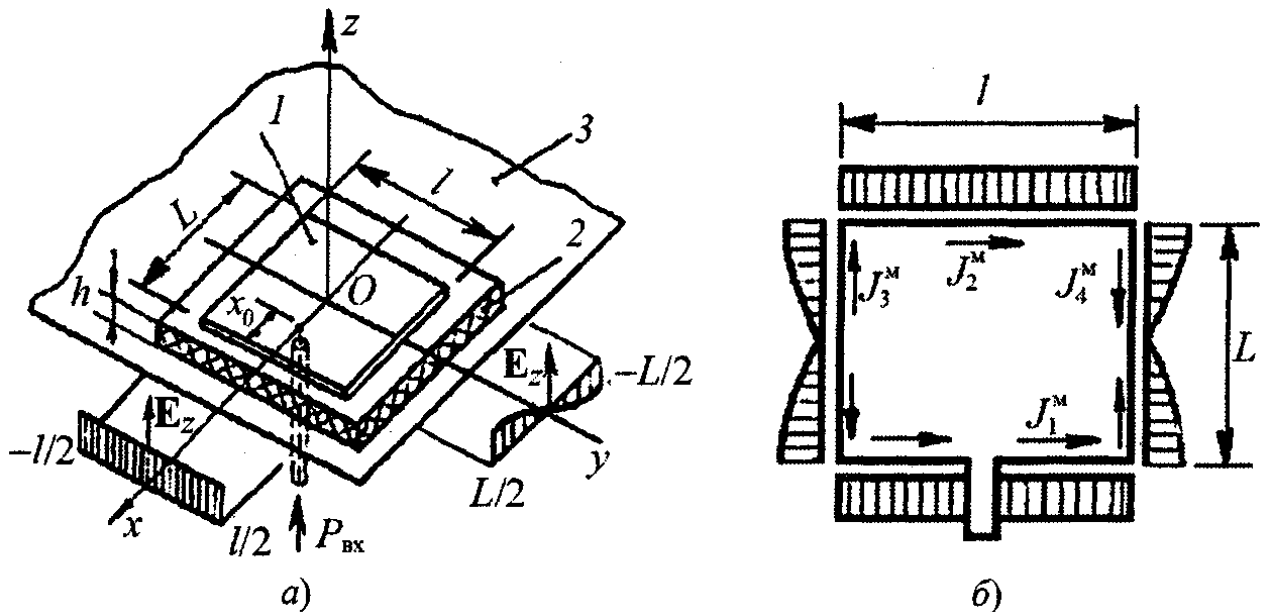
В прямоугольных ПА (рис. 5.12, а) обычно используется низший тип резонанса, когда  $L \approx \lambda_{\text{л}}/2$ , где  $\lambda_{\text{л}} = \lambda/\sqrt{\epsilon_r}$ , - длина волны в полосковой линии передачи с шириной рабочего полоска  $l < \lambda_{\text{л}}/2$ . Составляющая электрического поля  $E_z$  в поперечном сечении полосковой линии (координата  $Y$ ) между пластиной и экраном распределена равномерно, а в продольном (координата  $X$ ) - по синусоидальному закону с пучностями на краях пластины.

Для проведения анализа характеристик ПА могут быть использованы различные подходы к построению математической модели излучающей системы. Так, в случае «токового метода» граничную задачу формулируют в виде системы интегральных уравнений относительно скалярных компонентов векторной функции распределения электрического тока на проводящей пластине  $\vec{j}(x, y)$ . Ввиду сложности решения подобной электродинамической задачи чаще применяют более простую модель излучающей системы, согласно которой ПА представляется как *эквивалентная щелевая антенна в плоском бесконечном экране без диэлектрика*. Точность такой модели достаточна для понимания принципа работы антенны и ориентировочных расчетов поля излучения. Форма эквивалентной щели совпадает с формой краев металлической пластины.

На рис. 5.12, б приведено распределение плотности магнитных токов  $j_x^M$  и  $j_y^M$  в эквивалентной щели, построенное на основе картины распределения поля  $E_z$  в резонаторе прямоугольной ПА ( $\vec{j}^M = [\bar{n}\bar{E}]$ ,  $\bar{n}$  - внешняя нормаль к стенке резонатора). Основную роль в формировании поля излучения играют равномерно распределенные синфазные токи  $j_1^M$  и  $j_2^M$  (поля открытых торцов резонатора;  $x = L/2, -L/2$ ), создающие линейно поляризованное излучение с вектором  $\bar{E}$ , параллельным оси  $x$ . Токи на боковых стенках



( $y=l/2, -l/2$ )  $j_3^M$  и  $j_4^M$  содержат противофазные участки и слабо участвуют в излучении (они формируют кроссполяризационную составляющую поля во внешней области).



Используя методику расчета полей излучения (см. п. 1.1), для ДН прямоугольной ПА, точка возбуждения которой находится на оси  $x$  (рис. 5.12,а), можно получить следующие выражения:

$$f_{xoz}(\Theta) = \frac{2 \cos \Theta \cos\left(\frac{kl}{2} \sin \Theta\right)}{\sqrt{\xi^2 + [\varepsilon_r \cos \Theta \operatorname{ctg}(\xi kh)]^2}} \frac{\varepsilon_r}{\xi},$$

$$f_{yoz}(\Theta) = \frac{2 \cos(\Theta)}{\sqrt{\cos^2 \Theta + [\xi \operatorname{ctg}(\xi kh)]^2}} \frac{\sin\left(\frac{kl}{2} \sin \Theta\right)}{\frac{kl}{2} \sin \Theta},$$

где  $\xi = \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \Theta}$ .

На рис. 5.13 в качестве примера приведены расчетные ДН прямоугольной ПА в плоскостях  $E$  (плоскость  $xoz$ ) и  $H$  (плоскость  $yoz$ ) для следующих исходных данных:  $\varepsilon_r = 2,3$ ;  $L/\sqrt{\varepsilon_r} = 0,498\lambda$ ;  $h/\lambda = 6,84 \cdot 10^{-3}$ ;  $L=l$ .

Коэффициент направленного действия прямоугольной ПА из-за совместного излучения двух торцевых щелей составляет 3,5 - 7,0, что выше КНД односторонней полуволновой щелевой антенны. При этом меньшим значениям КНД соответствуют более высокие значения диэлектрической проницаемости подложки, уменьшающие размеры пластины и снижающие направленность.

При оценке коэффициента усиления ПА следует учитывать, что их КПД лежит в пределах (50-80)% из-за потерь мощности в пластине и экране, неиде-

альном диэлектрике подложки, а также из-за ответвления части подводимой к антенне мощности в возникающую поверхностную волну.

Входное сопротивление антенны регулируется подбором положения точки питания. В случае ПА прямоугольной формы оно максимально при питании с края (несколько сотен Ом) и изменяется пропорционально  $\cos^2(\pi x_0/L)$  при расположении точки подключения питающей линии на расстоянии  $x_0$  от кромки излучателя (исключая центр ПА). Выбор правильного положения точки питания при сохранении настройки на резонанс устраняет необходимость применения отдельных согласующих устройств.

В печатных излучателях круговой поляризации используется возбуждение двух ортогональных токов с помощью отдельных линий (двухканальный квадратный излучатель). Точки подключения линий питания в таком излучателе располагаются на основных геометрических осях на одинаковом удалении от центра антенны (см. рис. 5.11, б). Сдвиг фаз  $90^\circ$  между токами обеспечивается за счет фазового сдвига возбуждающих сигналов в отдельных каналах.

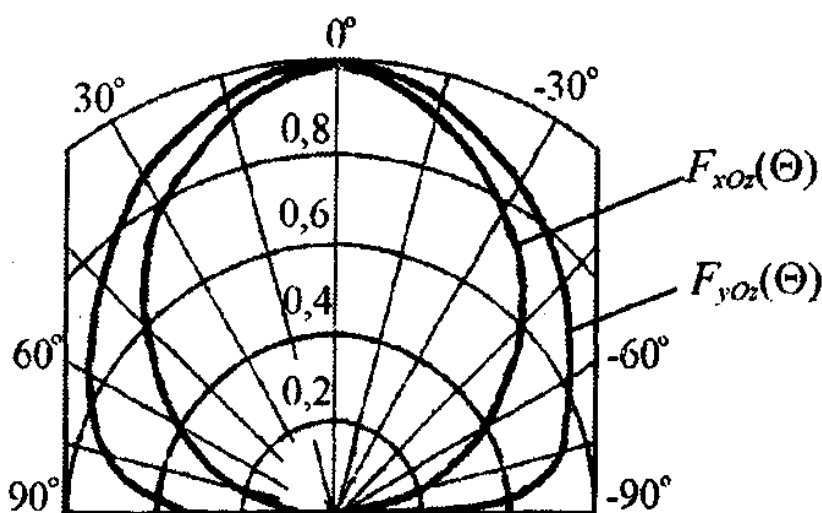


Рисунок 5.13 – Диаграмма направленности ПА в главных плоскостях

В одноканальных печатных излучателях круговой поляризации подключение линии передачи осуществляется в точке, расположенной на одной из диагоналей антенны прямоугольной формы. Требуемые фазовые соотношения между ортогональными составляющими тока достигаются использованием фазосдвигающих элементов связи или небольшой расстройкой между токами соответственно в сторону высоких и низких частот. В качестве фазосдвигающих элементов связи применяются щели, индуктивные штыри и др. Расстройка между токами излучателя может быть осуществлена за счет выбора соотношения между размерами сторон прямоугольного излучателя (рис. 5.11, в).

К недостаткам печатных антенн относится их относительная узкополосность:  $\Delta f/f < 5\%$ . Увеличение полосы пропускания можно получить за счет уменьшения диэлектрической проницаемости подложки и увеличения высоты пластинки над экраном. Использование этих средств позволяет расширить полосу частот одиночных излучателей до 15%.

Печатные антенны используются в диапазоне частот от 300 МГц до 20 ГГц. Уровень мощности, излучаемой печатной антенной, не превышает 100 Вт.

## 5.6 Активные слабонаправленные антенны

Новые возможности влияния на характеристики антенн дает непосредственное сочетание пассивных антенн с такими электронными и твердотельными (активными) приборами, как электровакуумные лампы, транзисторы, туннельные диоды. Перечисленные антенные устройства называют *активными антеннами*. Токи (напряжения) в этих антеннах определяются и свойствами активного элемента (усилителя, автогенератора).

На рис. 5.14,*а* схематично показаны возможные структуры активных одиночных излучателей с включенными (встроенными) активными элементами (АЭ) на диодах или транзисторах. При этом АЭ включены в излучатели соответственно по схемам двух-, трех- и четырехполюсников.

Активные антенны в общем случае - *нелинейные и невзаимные устройства*. Включение активного элемента в излучатели позволяет уменьшать размеры антенн, расширять полосу пропускания антенн, имеющих малую электрическую длину, улучшать чувствительность приемных или КПД передающих систем, обеспечивать электрическое управление распределением тока на излучателе.

Активные слабонаправленные антенны могут быть как приемными и передающими, так и приемопередающими. Активные приемные антенны подразделяются на антенны-усилители (АУ), антенны-детекторы, антенны-преобразователи.

Активные передающие антенны делятся на антенны-генераторы и антенны-усилители мощности (АУМ). Активная часть схемы передающих антенн может включать каскады умножения частоты сигнала.

На рис. 5.14,*б* показана схема вибраторной АУ на транзисторе (элементы развязки в цепи питания на рисунке опущены). Транзисторный усилитель работает при фиксированном смещении, обеспечивая максимальное усиление или минимальную шумовую температуру. Изменением положения точки *В* подключения входной цепи усилителя к полуволновому вибратору и емкости конденсатора *С* излучатель согласуют с входной цепью транзисторного усилителя. В таких антеннах при коэффициенте усиления порядка 12 дБ (метровый диапазон волн) отношение сигнал/шум выше, чем у пассивного вибратора с кабелем и обычными согласующими устройствами.

Возможная схема построения излучателя малых размеров с туннельным диодом в его верхней части, выполненная по первому варианту (рис. 5.14,*а*), показана на рис. 5.14,*в*. В верхнюю часть излучателя параллельно диоду по ВЧ включен короткозамкнутый шлейф. Подбирая проводимость диода и длину шлейфа, можно повысить активное входное сопротивление коротких излу-

телей, получить усиление в полосе частот, изменить распределение тока по излучателю. Во всех схемах с туннельными диодами серьезную проблему представляет предотвращение их самовозбуждения, для чего в данной схеме использован стабилизирующий двухполосник, имеющий весьма малую собственную индуктивность.

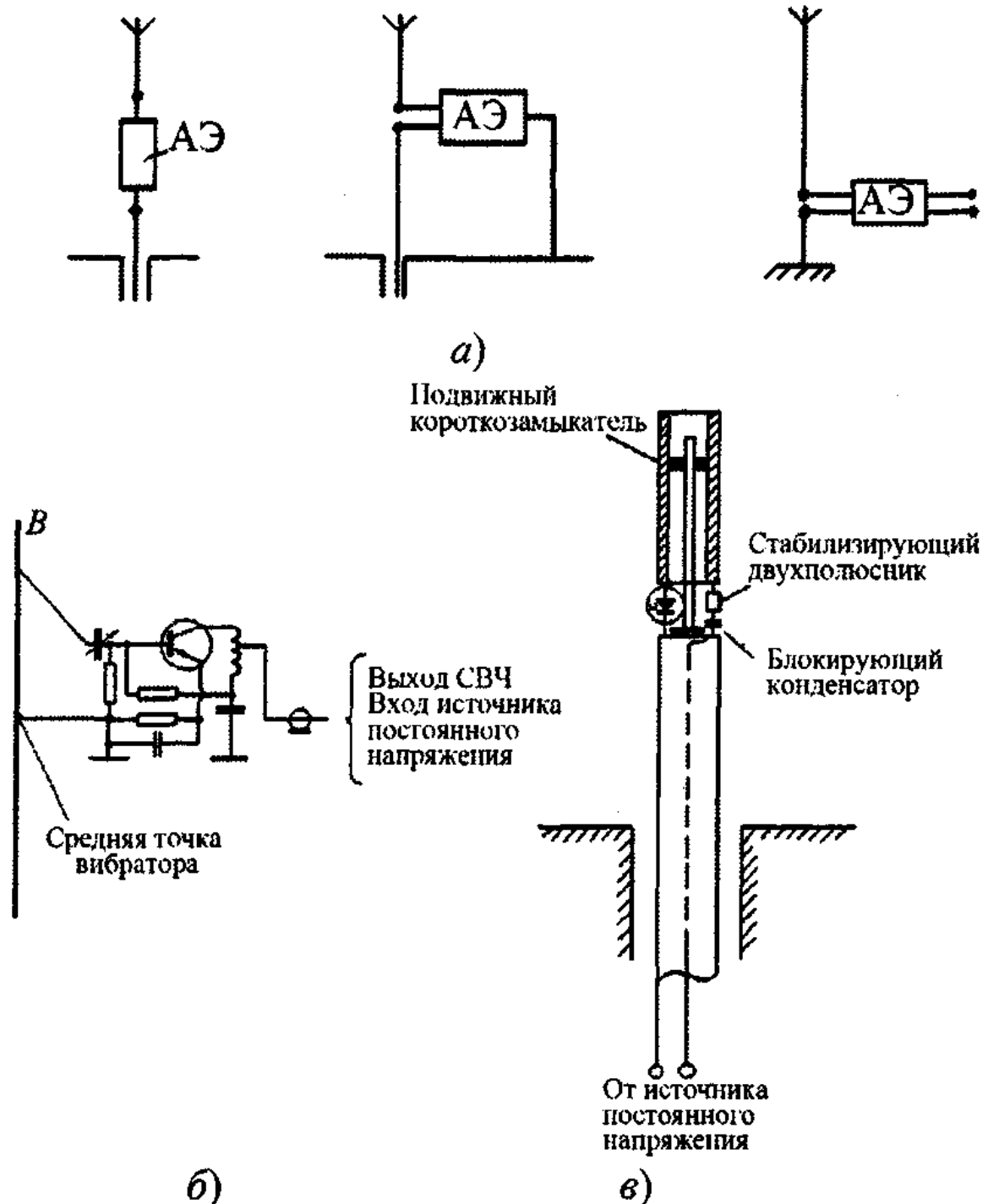
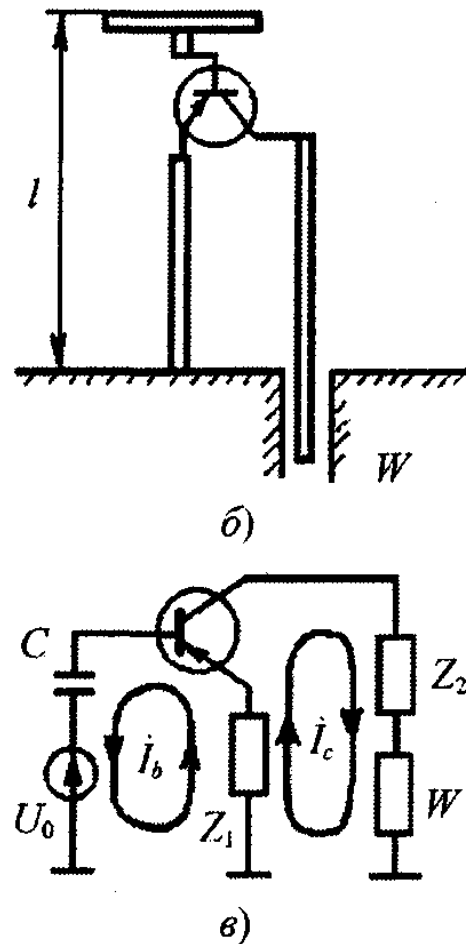
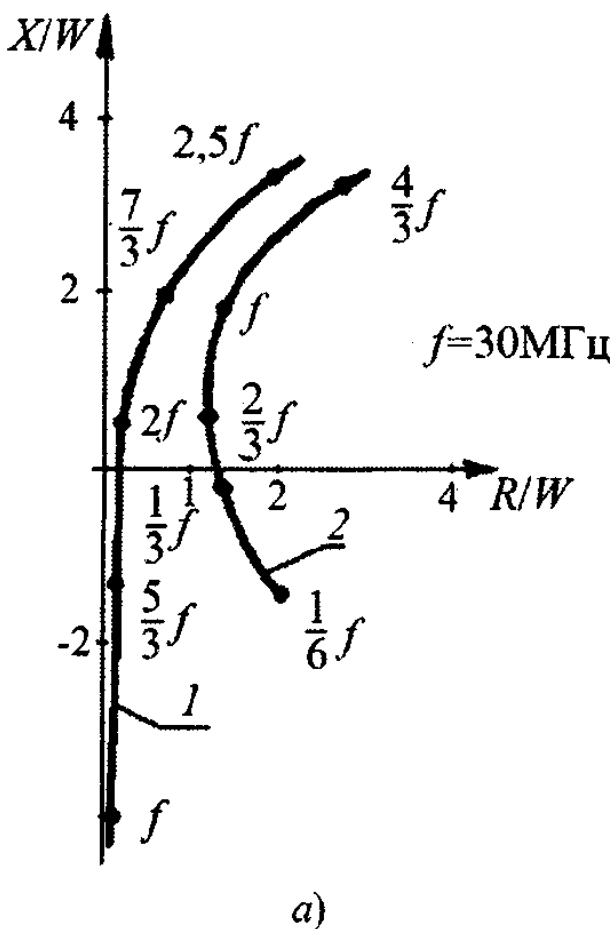


Рисунок 5.14 – Активные слабонаправленные антенны:

- а) – варианты включения активных элементов в излучатели;
- б) – вибраторная антенна – усилитель на транзисторе;
- б) - несимметричный вибратор со встроенным активным элементом

На рис.5.15,*а* показано изменение в диапазоне частот  $f$  нормированных значений входного сопротивления  $X/W$ ,  $R/W$  пассивного несимметричного излучателя с верхней емкостной нагрузкой (кривая 7) и того же излучателя с транзисторным АЭ (схема с общим коллектором), включенным в излучатель по схеме трехполюсника (см. рис. 5.14,*а*) ниже верхней емкостной нагрузки (кривая 2). Видим, что АЭ эффективно трансформирует сопротивление вибратора (активное сопротивление растет), снижает резонансную частоту и уменьшает частотную зависимость.

Дальнейшее улучшение характеристик антенны можно получить при включении транзистора по схеме с общим эмиттером (рис. 5.15,*б*), так как усиление по мощности в ней выше, чем в схеме с общим коллектором (цепь питания транзистора на рисунке не показана).



**Рисунок 5.15 - К исследованию характеристик активной антенны: а) – изменение входного сопротивления излучателя с верхней емкостной нагрузкой; б) и в) – вариант включения транзистора в антенну и упрощенная эквивалентная схема такой антенны**

Упрощенная эквивалентная схема, соответствующая изображенной на рис. 5.15, б, приведена на рис. 5.15,в, где  $C$  - нагрузочная емкость антенны;  $Z_1 = R_{\Sigma 1} + j\omega L_1$  - полное сопротивление вертикальной части антенны между эмиттером и экраном;  $L_1$  - индуктивность;  $R_{\Sigma 1}$  - сопротивление излучения вер-

тикальной части антенны между эмиттером и экраном; аналогично  $Z_2 = R_{\Sigma 2} + j\omega L_2$  - полное сопротивление части антенны от коллектора до выходных клемм антенны;  $W$  - волновое сопротивление фидера;  $U_0$  - ЭДС, наведенная в антенне полем падающей волны и условно помещенная в левой ветви.

Вводя крутизну характеристики транзистора  $S = I_c/U_{be}$  и коэффициент усиления по току  $h_{21e} = I_c/I_b$ , получим выражение для тока коллектора:

$$I_c = \frac{h_{21e}U_0}{\frac{1}{j\omega C} + j\omega(h_{21e})L_1 + (h_{21e} + 1)R_{\Sigma 1} + \frac{h_{21e}}{S}}.$$

Резонансная частота активного вибратора может быть определена из условия

$$1/(j\omega C) + j\omega(h_{21e} + 1)L_1 = 0,$$

Откуда

$$\omega_c = \frac{1}{\sqrt{L_1 C} \cdot \sqrt{h_{21e} + 1}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{h_{1e} + 1}},$$

т.е. резонансная частота активного вибратора в  $\sqrt{h_{21e} + 1}$  раз меньше резонансной частоты  $\omega_0$  пассивного вибратора с верхней емкостной нагрузкой. Из выражения для тока  $I_c$  также следует, что активное сопротивление излучения при включении активного прибора возрастает в  $(h_{21e} + 1)$  раз.

В настоящее время наиболее разработаны слабонаправленные АУ двух типов: нерезонансные (широкополосные) для диапазона частот ниже 30-70 МГц и резонансные (полоснопропускающие) для диапазона частот 50-1000 МГц и выше.

При введении первого усилительного каскада непосредственно в антенну затрудняется селекция сигналов по частоте. При нелинейных характеристиках АЭ, используемых в АУ, это увеличивает опасность нелинейных искажений. Чтобы ослабить нелинейные искажения, в АУ используют активные приборы с линейными характеристиками в пределах большего динамического диапазона и излучатели малых размеров. Меньшая полоса пропускания коротких антенн, а также трансформирующие свойства АЭ позволяют повысить селективность устройства. Слабонаправленные передающие активные антенны менее исследованы, чем приемные, особенно, чем антенны-усилители. Серьезным препятствием для построения и использования активных передающих слабонаправленных антенн является проблема уменьшения излучения на гармониках.

## 5.7 Сверхширокополосные антенны

Термин «сверхширокополосные антенны» означает, что свойства антенны, и в первую очередь ее входное сопротивление, ДН и КНД, изменяются в заданных пределах в очень широкой полосе частот, не меньшей нескольких октав.

Построение сверхширокополосных слабонаправленных антенн основано на принципе электродинамического подобия, согласно которому, если одновременно с изменением длины волны во столько же раз изменятся все размеры антенны и потерями в ней можно пренебречь, то ДН и входное сопротивление антенны останутся неизменными. В такой антенне на данной длине волны излучает только ее часть. При изменении  $\lambda$  рабочая (излучающая) часть без изменения своих относительных размеров перемещается по антенне.

Построение антенн, использующее электродинамическое подобие, основывается на двух принципах: принципе углов (принцип Рамсея) и логарифмической периодичности антенны. Дополнительное постоянство входного сопротивления антенны обеспечивается при использовании принципа взаимодополнительных структур.

Наиболее наглядной сверхширокополосной антенной, использующей принцип углов, является логарифмическая спиральная антенна.

На рис. 5.16 изображена схема двухзаходной логарифмической спиральной антенны. Уравнение логарифмической спирали можно записать как

$$\rho' = \rho/\lambda = \text{exp} \alpha(\varphi - \varphi_0), \quad (5.7)$$

где  $\alpha$  - коэффициент, определяющий крутизну спирали;

$$\varphi_0 = \ln(\lambda/r_0)/\alpha. \quad (5.8)$$

Из (5.7), (5.8) видно, что изменение  $\lambda$  приводит к повороту всей спирали на угол  $\varphi_0$ .

В спиральных антеннах наиболее интенсивно излучает тот виток, периметр которого близок к  $\lambda$ . Следовательно, в логарифмической антенне при изменении  $\lambda$  излучающая часть перемещается по антенне. Диапазонность антенны определяется соотношением максимального и минимального радиусов витков. Логарифмические спиральные антенны обеспечивают двадцатикратное и даже большее перекрытие по частоте.

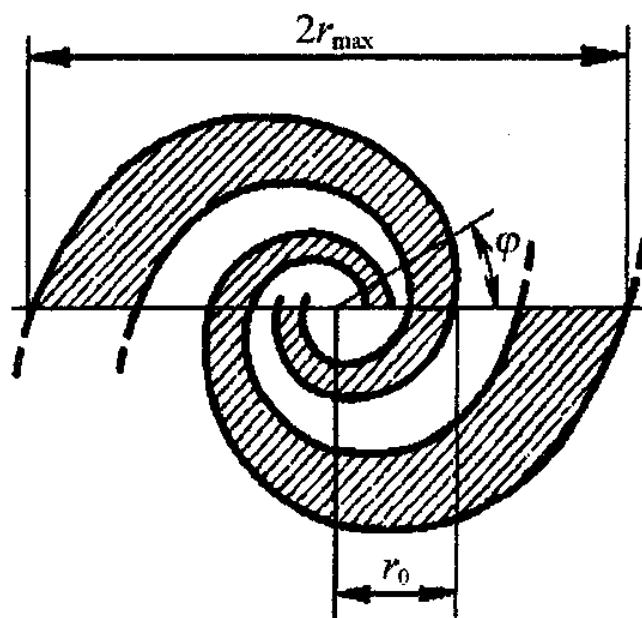


Рисунок 5.16 – Плоская логарифмическая спиральная антенна

Так как относительный размер излучающей части антенны постоянен, ДН при изменении  $\lambda$  практически не изменяется. Ее ширина для таких антенн составляет 40-50°.

Плоская спиральная антенна излучает в обе стороны от плоскости антенны. Чтобы создать однонаправленное излучение, с одной стороны антенны устанавливается экран, часто в виде резонатора. При этом фазирование отраженного от экрана поля и основного поля излучения уже происходит только на дискретных частотах, т. е. теряется главное свойство антенны - ее широкополосность. Чтобы избежать потерь широкополосности, необходимо поглотить мощность, излучаемую в резонатор. В направлении нормали к антенне излученное поле имеет почти круговую поляризацию.

Рабочая часть антенны излучает почти всю подводимую мощность. Витки, расположенные за рабочей частью, практически не излучают, и конечные размеры антенны мало влияют на ее ДН.

В логарифмической спиральной антенне всегда соблюдается еще одно условие: форма ее металлической части совпадает с формой щелевой (дополнительной) части. Тем самым используется еще и принцип взаимодополнительных структур. По принципу двойственности входное сопротивление щели выражается через входное сопротивление металлического вибратора тех же размеров:

$$Z_{\text{вх щ}} = (60\pi)^2 / Z_{\text{вх в}}, \quad \text{откуда}$$

$Z_{\text{вх щ}} Z_{\text{вх в}} = (60\pi)^2$ . При равенстве геометрических размеров металлической и щелевой частей антенны выполняется условие  $Z_{\text{вх щ}} = Z_{\text{вх в}} = 60\pi$ . Входное сопротивление антенны оказывается равным 188,5 Ом и не зависит от частоты.

На рис. 5.17 изображена четырехзаходная логарифмическая спиральная антенна, выполненная из фольгированного стеклотекстолита. На рисунке хорошо видно, что ширина металлической ленты и ширина прилегающей к ней щели одинаковы.

Увеличение числа заходов спирали свыше двух позволяет путем соответствующего возбуждения каждой ветви изменять ДН. Например, от четырехзаходной спиральной антенны можно получать и излучение по нормали к антенне, и воронкообразную ДН.

Аналогичными широкополосными свойствами обладает коническая спиральная антенна, если ее металлические плечи (ленты) на поверхности конуса образуют логарифмическую спираль. Излучение антенны однонаправленное с максимумом ДН по оси конуса в сторону его вершины.



**Рисунок 5.17 – Пример выполнения четырехзаходной логарифмической спиральной антенны**



К сверхширокополосным относятся и логопериодические антенны, свойства которых периодически повторяются с изменением частоты. Такая антенна изображена на рис. 5.18.

Она представляет собой две металлические плоскости зубчатой формы. Все радиусы зубцов образуют геометрическую прогрессию со знаменателем  $\tau = R_{n+1}/R_n$ .

Каждый зубец плоскости можно рассматривать как вибратор, резонансная длина которого близка к  $\lambda/4$ . При постоянных углах  $\alpha$  и  $\beta$  длины зубцов возрастают так же, как и радиусы. Следовательно, если антенна обладает определенными свойствами на частоте  $f_0$ , то этими же свойствами она будет обладать и на всех частотах, определяемых соотношением

$$f_n = \tau^n f_0. \quad (5.9)$$

Поскольку  $\ln f_n = n \ln \tau + \ln f_0$ , все свойства антенны периодически повторяются с частотой по закону  $\ln \ln f$ . Свойства антенны изменяются как натуральный логарифм частоты, что и определило их название. Периодом изменения является величина  $\ln \tau$ .

Строго говоря, свойства антенны повторяются только на дискретных частотах, определяемых формулой (5.9). Для постоянства свойств антенны в пределах одного периода нужно принять специальные меры, например обеспечить широкополосность одного зубца.

Ширина зубцов и ширина впадин выбраны одинаковыми. Следовательно, и здесь используется принцип взаимодополнительных структур. В антенне также происходит автоматическая отсечка тока. Диаграмма направленности таких антенн представляет собой два широких лепестка, ориентированных перпендикулярно плоскости антенны. У антенны, изображенной на рис. 5.18, оба полотна расположены в одной плоскости  $xy$ , что вообще не обязательно. Их можно расположить под некоторым углом  $\Omega$ , повернув одно из них вокруг оси  $x$ . Такая антенна станет однонаправленной с максимумом ДН по биссектрисе угла  $\Omega$  в сторону соединения обоих полотен, где и подключается питающая антенну линия.

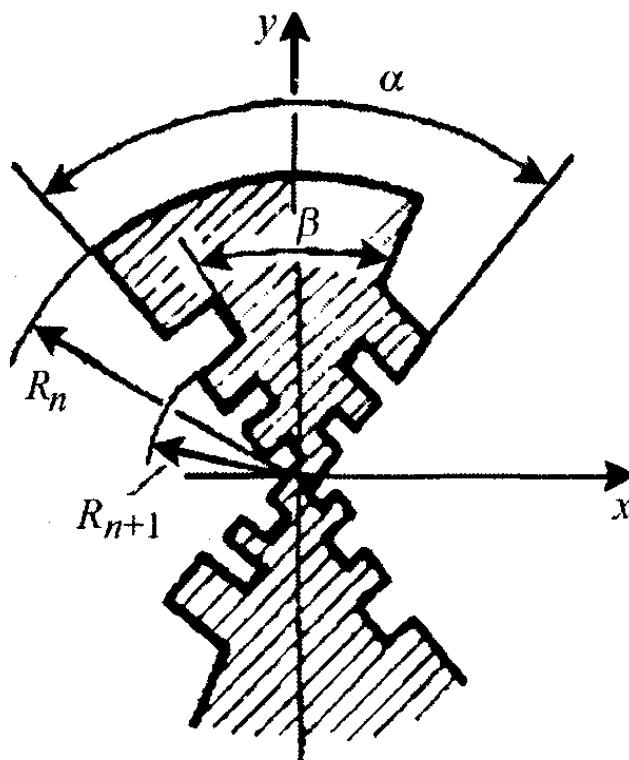
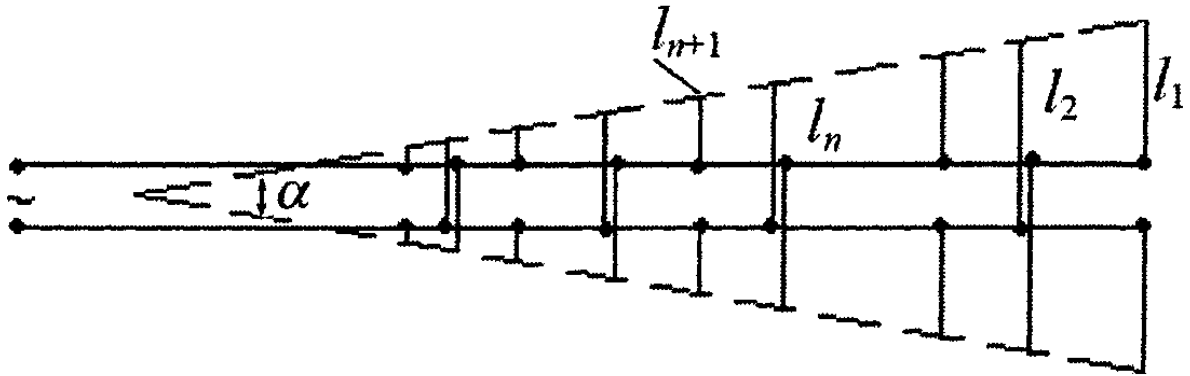


Рисунок 5.18 – Логопериодическая антенна

При  $\Omega = 0$  антенна превращается в систему симметричных вибраторов с монотонно изменяющейся длиной (рис. 5.19).

Работа такой антенны похожа на работу антенны типа «волновой канал», хотя все вибраторы здесь активные. Пусть резонансный вибратор находится где-то посередине антенны, тогда более короткие вибраторы будут вести себя как директоры, а более длинные - как рефлекторы.



**Рисунок 5.19 – Логопериодическая вибраторная антенна**

Логопериодические антенны могут иметь десятикратное перекрытие по частоте. Существует много различных модификаций этих антенн. В диапазоне СВЧ их применяют как широкополосные облучатели зеркальных и линзовых антенн, на дециметровых волнах - как самостоятельные антенны магистральных линий связи.

## 6 ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН СВЧ

### 6.1 Классификация антенн СВЧ

В соответствии с принятой классификацией антеннами сверхвысоких частот (СВЧ) называют антенны, работающие в диапазоне дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн (300 МГц-300 ГГц).

По принципу действия и схемно-конструктивному исполнению антенны СВЧ подразделяются на следующие основные типы: *излучатели в виде открытых концов волноводов и рупорные антенны, зеркальные антенны, линзовые антенны, щелевые антенны, диэлектрические стержневые и антенны поверхностных волн, антенны вытекающей волны, спиральные антенны, а также антенные решетки, в которых излучателями могут быть любые из выше перечисленных типов антенн.*

Все многообразие типов антенн СВЧ в соответствии с методами их расчета удобно разделить на *апертурные антенны, антенны бегущей волны и фазированные антенные решетки (ФАР).*

К апертурным относят антенны, у которых можно выделить плоский излучающий раскрыв, называемый *апертурой*. Типичными представителями апертурных антенн являются волноводные и рупорные излучатели, зеркальные и линзовые антенны. На рис. 6.1 схематически показаны примеры апертурных антенн (пунктиром выделена излучающая апертура  $S_a$ ).

К антеннам бегущей волны относят непрерывные структуры, у которых излучение электромагнитных волн происходит в процессе распространения вдоль них бегущей волны электромагнитного поля или тока. К антеннам бегущей волны относятся диэлектрические стержневые антенны, антенны поверх-

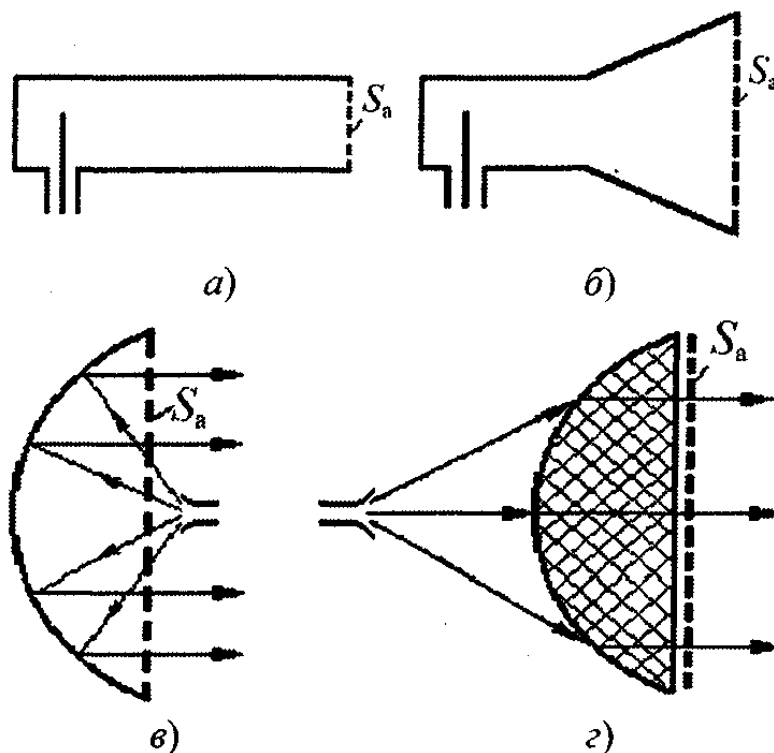


Рисунок 6.1 – Примеры апертурных антенн:

а) – открытый конец волновода;

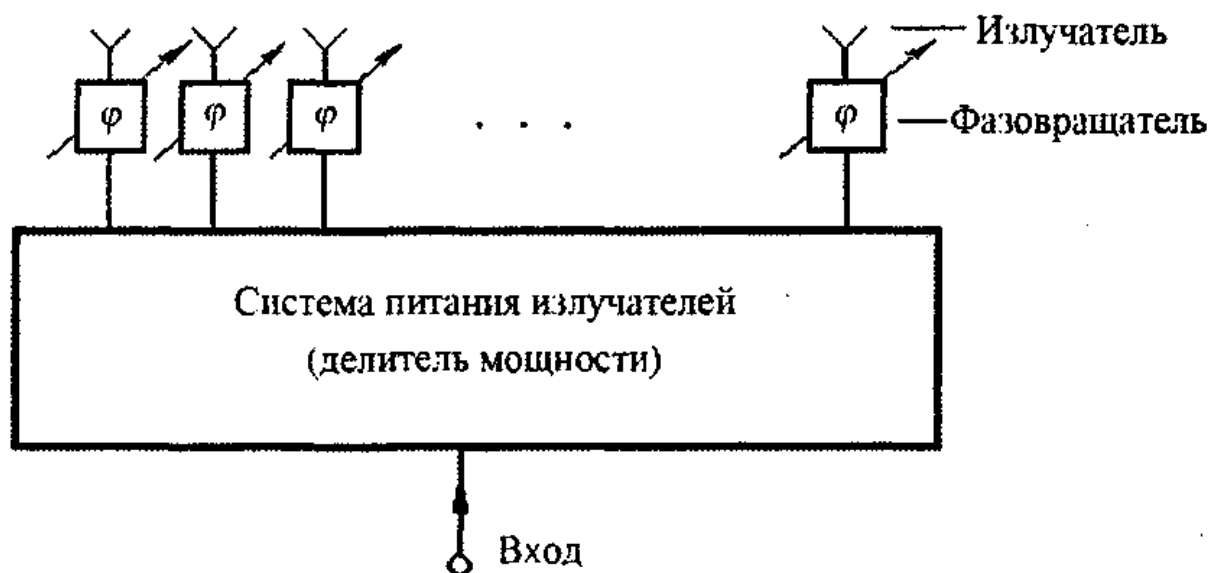
б) – рупорная антенна;

в) – зеркальная антенна;

д) – линзовая антенна.

ностных волн, цилиндрические и конические спиральные антенны, антенны вытекающей волны. С некоторой оговоркой, к антенне бегущей волны можно отнести волноводно-щелевую антенну, когда основной лепесток диаграммы направленности отклонен от нормали к антенне.

Фазированные антенные решетки представляют собой систему отдельных излучателей, объединенных общей системой питания. В тракте питания каждого излучателя (или группы излучателей) расположен управляемый фазо-



**Рисунок 6.2 – Схема фазированной антенной решетки**

вращатель. Посредством фазовращателей может изменяться фазовое распределение тока в излучателях решетки и, таким образом, изменятся направление основного лепестка диаграммы направленности при неподвижной решетке. В качестве отдельных излучателей в ФАР наиболее часто используются щелевые, волноводные и рупорные излучатели, а также излучатели в виде диэлектрических и спиральных антенн. Простейшая схема ФАР показана на рис. 6.2. Перейдем к изучению теории апертурных антенн СВЧ.

## **6.2 Строгая и приближенная теории антенн СВЧ. Внутренняя и внешняя задачи теории антенн СВЧ**

В гл. 1 (п. 1.1) приведены уравнения Максвелла, которые устанавливают связь между первичными источниками (зарядами и токами) и электрическими и магнитными полями, излучаемыми этими источниками. Там же приведены решения уравнений Максвелла для однородной и изотропной среды. Уравнения Максвелла формально можно использовать и для расчета поля излучения произвольной антенны. Однако при этом возникают трудно преодолимые математические сложности, связанные с отысканием решений уравнений Максвелла, удовлетворяющих граничным условиям на поверхности антенны слож-

ной формы. Поэтому при изучении антенн СВЧ задача по определению поля излучения этих антенн, как правило, разбивается на две части: *внутреннюю и внешнюю*.

При решении **внутренней задачи** находят касательные составляющие электрического  $\bar{E}_S$  и магнитного  $\bar{H}_S$ , полей на некоторой замкнутой поверхности  $S$ , охватывающей антенну (рис. 15.3).

При решении **внешней задачи** по найденному полю  $\bar{E}_S, \bar{H}_S$  на поверхности  $S$  находят электрическое  $\bar{E}$  и магнитное  $\bar{H}$  поля излучения антенны.

При таком подходе решение внутренней задачи существенно зависит от типа антенны и будет рассмотрено далее при изучении конкретных типов апертурных антенн СВЧ. Решение внешней задачи не зависит от конкретного вида антенны и приводится ниже.

Итак, рассмотрим некоторую замкнутую поверхность  $S$ , на внешней части которой в каждой точке  $P$  заданы комплексные амплитуды касательных составляющих электрическо-

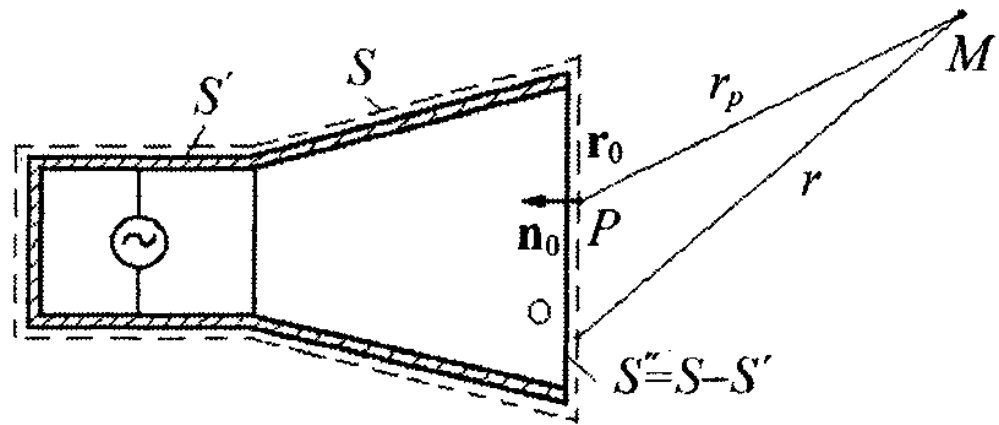


Рисунок 6.3 – К определению поля излучения антенн СВЧ

го и магнитного полей  $\bar{E}_S(P), \bar{H}_S(P)$  (рис. 6.3). Предполагается, что сами поля изменяются во времени по гармоническому закону с частотой  $\omega$ . Поле излучения в произвольной точке  $M$  на больших расстояниях от антенны (в дальней зоне антенны) вычисляется по заданному полю на поверхности  $S$ :

$$\begin{aligned} \bar{E}(M) &= \frac{j\omega\mu_0}{4\pi r} \iint_S \bar{r}_0 \left[ [\bar{n}_0 \bar{H}_S] \bar{r}_0 \right] e^{-jk r_P} dS - \frac{jk}{4\pi r} \iint_S \left[ [\bar{n}_0 \bar{E}_S] \bar{r}_0 \right] e^{-jk r_P} dS, \\ \bar{H}(M) &= -\frac{j\omega\epsilon_0}{4\pi r} \iint_S \left[ [\bar{n}_0 \bar{E}_S] \bar{r}_0 \right] e^{-jk r_P} dS - \frac{jk}{4\pi r} \iint_S \left[ [\bar{n}_0 \bar{H}_S] \bar{r}_0 \right] e^{-jk r_P} dS, \end{aligned} \quad (6.1)$$

где  $\epsilon_0, \mu_0$  - абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости окружающего антенну пространства;  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число свободного пространства;  $\lambda$  - длина волны в свободном пространстве;  $\bar{n}_0$  - вектор единичной внутренней нормали к поверхности  $S$  (вектор  $\bar{n}_0$  можно считать также внешним, но только по отношению к области пространства, где расположена точка  $M$ );  $\bar{r}_0$  - единичный вектор, направленный от точки интегрирования  $P$  в точку

наблюдения  $M$ ,  $r_p$  - расстояние между точками  $P$  и  $M$ ,  $r$  - расстояние от точки  $M$  до некоторой точки  $O$ , лежащей внутри или на поверхности объема, ограниченного поверхностью  $S$ , и выбранной за начало координат (квадратные скобки в (6.1) обозначают операцию векторного умножения).

В теории антенн известен принцип (теорема) эквивалентности, в соответствии с которым заданные на произвольной геометрической поверхности  $S$  касательные составляющие полей  $\bar{E}_S$ ,  $\bar{H}_S$  можно заменить эквивалентными электрическими  $\bar{j}_S^{\mathcal{E}}$  и магнитными  $\bar{j}_S^M$  поверхностными токами. Эквивалентные токи определяются через заданные поля:

$$\bar{j}_S^{\mathcal{E}} = -[\bar{n}_0 \bar{H}_S], \quad \bar{j}_S^M = [\bar{n}_0 \bar{E}_S]. \quad (6.2)$$

Подставляя соотношения (6.2) в выражения (6.1), установим связь поля излучения с эквивалентными токами:

$$\begin{aligned} \bar{E}(M) &= -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi r} \iint_S [\bar{r}_0 [\bar{j}_S^{\mathcal{E}} \bar{r}_0]] e^{-jkr_p} dS - \frac{jk}{4\pi r} \iint_S [\bar{j}_S^M \bar{r}_0] e^{-jkr_p} dS, \\ \bar{H}(M) &= -\frac{j\omega\epsilon_0}{4\pi r} \iint_S [\bar{r}_0 [\bar{j}_S^M \bar{r}_0]] e^{-jkr_p} dS + \frac{jk}{4\pi r} \iint_S [\bar{j}_S^{\mathcal{E}} \bar{r}_0] e^{-jkr_p} dS. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Поверхность  $S$  в общем случае может совпадать с частью поверхности  $S'$  антенны (рис. 6.3). Если антенна выполнена из хорошего проводника (как, например, рупорная или зеркальная), то на  $S'$  касательная составляющая электрического поля  $E_S$  (а следовательно, и магнитный ток  $\bar{j}_S^M$ ) равны нулю. При этом эквивалентный электрический ток переходит в реально существующий на  $S'$  электрический ток. Поэтому для такого случая интегрирование в выражениях (6.1), (6.3) проводится уже не по замкнутой поверхности, а по той части поверхности, на которой эквивалентный и реальный токи (или касательные составляющие полей) отличны от нуля. Более того, обычно поверхность  $S$  стараются выбрать таким образом, чтобы на значительной ее части  $S'$  можно было пренебречь эквивалентными или реальными токами, а на оставшейся части  $S'' = S - S'$  интегрирование выполнялось в замкнутом виде с целью максимального упрощения вычислений в соотношениях (6.1), (6.3).

Для апертурных антенн в качестве  $S''$  обычно выбирают плоский излучающий раскрыв антенны  $S_a$ , полагая, что на остальной части поверхности  $S$  эквивалентные и реальные токи равны нулю. При этом интегрирование в соотношениях (6.1), (6.3) производится по плоской поверхности  $S_a$ . Введем прямоугольную систему координат  $Oxyz$ , в плоскости  $Oxy$  которой расположен раскрыв антенны  $S_a$ , а ось  $Oz$  направлена в сторону внешней нормали к  $S_a$  (рис. 6.4). Предположим, что вектор электрического поля  $\bar{E}_S$  на  $S_a$  параллелен оси  $Oy$ , а вектор магнитного поля  $\bar{H}_S$  - оси  $Ox$ :

$$\bar{E}_S = E_y \bar{y}_0, \quad \bar{H}_S = H_x \bar{x}_0, \quad (6.4)$$

где  $\bar{y}_0$ ,  $\bar{x}_0$  - единичные орты прямоугольной системы координат;  $E_y$ ,  $H_x$  - комплексные амплитуды полей.

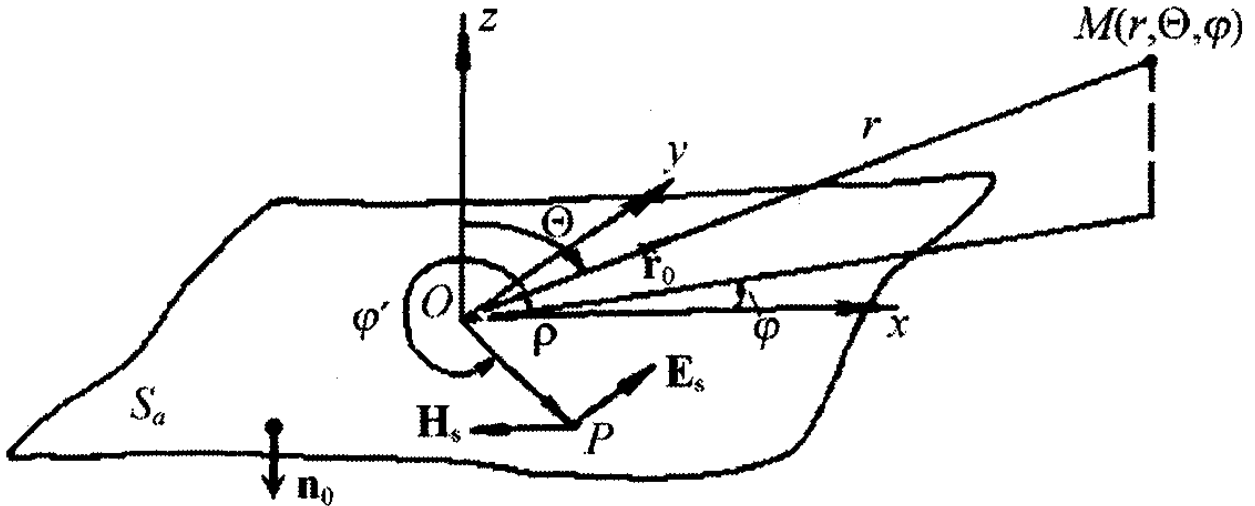


Рисунок 6.4 – Расположение плоского раскрыва  $S_a$  относительно системы координат

Свяжем с прямоугольной системой координат  $Oxyz$  сферическую систему координат  $r, \Theta, \varphi$ , причем начала обеих систем координат совпадают, угол  $\Theta$  отсчитывается от оси  $Oz$ , угол  $\varphi$  - от оси  $Ox$  (рис. 6.4). Подставляя значения (6.4) в (6.1) и последовательно выполняя операции векторного умножения (в рассматриваемом случае  $\bar{n}_0 = -\bar{z}_0$ ,  $\bar{r}_P = \bar{r} - (\bar{r}_0 \bar{\rho}_0)$ ), получаем [1]

$$\begin{aligned} \bar{E}(r, \Theta, \varphi) &= \frac{jk}{4\pi r} e^{-jkr} \int_{S_a} E_y \left[ \sin \varphi \left( 1 + \frac{W}{W_S} \cos \Theta \right) \bar{\Theta}_0 - \cos \varphi \left( \cos \Theta + \frac{W}{W_S} \bar{\varphi}_0 \right) \right] e^{jk(\bar{r}_0 \bar{\rho})} dS, \\ \bar{H}(r, \Theta, \varphi) &= -\frac{jk}{4\pi W_0} e^{-jkr} \int_{S_a} E_y \left[ \cos \varphi \left( \cos \Theta + \frac{W_0}{W_S} \right) \bar{\Theta}_0 + \sin \varphi \left( 1 + \frac{W_0}{W_S} \cos \Theta \right) \bar{\varphi}_0 \right] e^{jk(\bar{r}_0 \bar{\rho})} dS, \end{aligned} \quad (6.5)$$

где  $\bar{\Theta}_0, \bar{\varphi}_0$  - единичные орты сферической системы координат;  $\bar{\rho}$  - радиус-вектор точки интегрирования  $P$ ,  $\bar{r}_0$  - единичный вектор, направленный из точки  $O$  в точку  $M$ ,  $(\bar{r}_0, \bar{\rho})$  - скалярное произведение векторов  $\bar{r}_0$  и  $\bar{\rho}$ ;  $W_S$  - локальное волновое сопротивление на поверхности  $S$  из условия  $[\bar{n}_0 \bar{E}_S] = W_S H_S$  (для рассматриваемого случая  $W_S = -E_y/H_x$ ;  $W_0 = \omega \mu_0/k$ ).

Как следует из (6.5), в дальней зоне электрическое  $\bar{E}$  и магнитное  $\bar{H}$  поля излучения антенны связаны между собой через характеристическое сопротивление свободного пространства  $W$ :

$$[\bar{r}_0 \bar{E}] = W \bar{H} \quad (6.6)$$

При дальнейшем анализе можно ограничиться исследованием лишь электрического поля излучения антенны.

### 6.3 Поле излучения и диаграмма направленности плоского синфазного раскрыва

Поле излучения плоского раскрыва в соответствии с формулой (6.5) можно представить в виде

$$\bar{E}(r, \Theta, \varphi) = \frac{j e^{-jkr}}{2\lambda r} \int_{S_a} \bar{F}_{dS}(\Theta, \varphi) E_y(\bar{\rho}) e^{-jk(\bar{r}_0 \bar{\rho})} dS, \quad (6.7)$$

где

$$F_{dS}(\Theta, \varphi) = \frac{1}{2} \left[ \sin \varphi \left( 1 + \frac{W_0}{W_S} \cos \Theta \right) \bar{\Theta}_0 + \cos \varphi \left( \cos \Theta + \frac{W_0}{W_S} \right) \bar{\varphi}_0 \right] \quad (6.8)$$

- векторная комплексная диаграмма направленности элементарно малого участка поверхности раскрыва  $dS$ .

Остановимся на физической трактовке соотношения (6.7). Это соотношение является выражением принципа суперпозиции, на основании которого суммарное поле излучения от некоторой совокупности излучателей равно сумме полей каждого излучателя. В случае плоского раскрыва с непрерывным распределением поля в раскрыве отдельным излучателем является элемент поверхности  $dS$ . Поле излучения отдельного излучателя в произвольной точке  $M(r, \Theta, \varphi)$  пропорционально его диаграмме направленности (в данном случае  $F_{dS}$ ) и комплексной амплитуде возбуждения ( $E_y(\bar{\rho})$ ). Множитель  $e^{-jk(\bar{r}_0 \bar{\rho})}$  характеризует запаздывание по фазе полей, приходящих в точку  $M$  от различных излучателей, обусловленное различием расстояний от излучателей до точки  $M$ . Так как в данном случае совокупность отдельных излучателей образует непрерывный раскрыв, суммирование заменяется интегрированием.

Множитель  $e^{-jkr}/r$  говорит о том, что в дальней зоне зависимость поля излучения антенны от расстояния  $r$  имеет вид сферической волны, распространяющейся в сторону возрастания координаты  $r$  (т.е. в сторону от антенны).

Диаграмма направленности  $\bar{F}_{dS}$  отдельного элемента поверхности  $dS$  в общем случае не является одной и той же и зависит от местоположения элемента  $dS$ . Однако для большинства типов остронаправленных апертурных антенн эта зависимость слабая, и ее можно не учитывать. При этом  $\bar{F}_{dS}$  можно вынести за знак интегрирования, тогда соотношение (6.7) принимает вид

$$\bar{E}(r, \Theta, \varphi) = \frac{j}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \bar{F}_{dS}(\Theta, \varphi) f_{\Sigma}(\Theta, \varphi), \quad (6.9)$$

где

$$f_{\Sigma}(\Theta, \varphi) = \int_{S_a} E_y(\bar{\rho}) e^{-jk(\bar{r}_0 \bar{\rho})} dS \quad (6.10)$$

- так называемый **множитель направленности раскрыва**.



Из выражения (6.9) следует, что векторная комплексная диаграмма направленности плоского раскрыва  $\bar{f}_s(\Theta, \varphi)$ , определяемая как  $\bar{f}_s(\Theta, \varphi) = re^{jkr} \bar{E}(r, \Theta, \varphi)$ , представляется в виде произведения диаграммы направленности элементарной площадки на множитель направленности раскрыва:

$$\bar{f}_s(\Theta, \varphi) = \frac{j}{2\lambda} \bar{F}_{ds}(\Theta, \varphi) f_\Sigma(\Theta, \varphi). \quad (6.11)$$

**Соотношение (6.11) показывает, что в дальнейшем можно независимо изучать направленные свойства элементарной площадки и множителя направленности  $f_\Sigma(\Theta, \varphi)$ .**

*Диаграмма направленности элементарной площадки.* Диаграмма направленности элементарной площадки  $\bar{F}_{ds}(\Theta, \varphi)$  в общем случае зависит от локального поверхностного сопротивления  $W_s$ , которое, в свою очередь, зависит от степени согласования раскрыва со свободным пространством.

**Для синфазных раскрывов, размеры которых значительно превышают длину волны  $\lambda$ , можно положить  $W_s = W_0$ .** Подставляя это значение в формулу (6.8), получаем

$$\bar{F}_{ds}(\Theta, \varphi) = \frac{1 + \cos \Theta}{2} (\sin \varphi \bar{\Theta}_0 + \cos \varphi \bar{\varphi}_0). \quad (6.12)$$

Из выражения (6.12) следует, что амплитудная диаграмма направленности элементарной площадки  $|\bar{F}_{ds}|$  не зависит от азимутальной координаты  $\varphi$ :

$$|\bar{F}_{ds}(\Theta, \varphi)| = (1 + \cos \Theta)/2. \quad (6.13)$$

На рис. 6.5,а показана амплитудная диаграмма направленности (6.13) в произвольной плоскости, проходящей через нормаль к поверхности  $ds$ . Как видно, элементарная синфазная площадка хотя и обладает направленными свойствами, однако ее амплитудная диаграмма направленности слабонаправленная. Максимум этой диаграммы направлен в вдоль внешней нормали к  $ds$ , в противоположном направлении излучение синфазной площадки равно нулю.

**Множитель  $(\sin \varphi \bar{\Theta}_0 + \cos \varphi \bar{\varphi}_0)$  в выражении (6.12) является поляризационной диаграммой направленности элементарной площадки и показывает ориентацию вектора электрического поля, излучаемого площадкой, от угловых координат  $\Theta$  и  $\varphi$ .** Излучатель, обладающий диаграммой направленности вида (6.12), называют *источником Гюйгенса*. Таким образом, элементарная синфазная площадка является источником Гюйгенса. Если  $W_s \approx W_0$ , то, хотя форма амплитудной диаграммы становится несколько иной, она остается слабонаправленной. Например, на рис. 6.5,б показана амплитудная диаграмма при  $W_s < W$ .

Таким образом, амплитудная диаграмма направленности элементарной площадки является слабонаправленной и поэтому практически не влияет на форму основного и первых боковых лепестков в остронаправленных апертур-

ных антеннах с плоским излучающим раскрывом. Поэтому можно считать, что амплитудная диаграмма направленности остронаправленного синфазного раскрыва совпадает с амплитудной диаграммой множителя направленности  $f_{\Sigma}(\Theta, \varphi)$ .

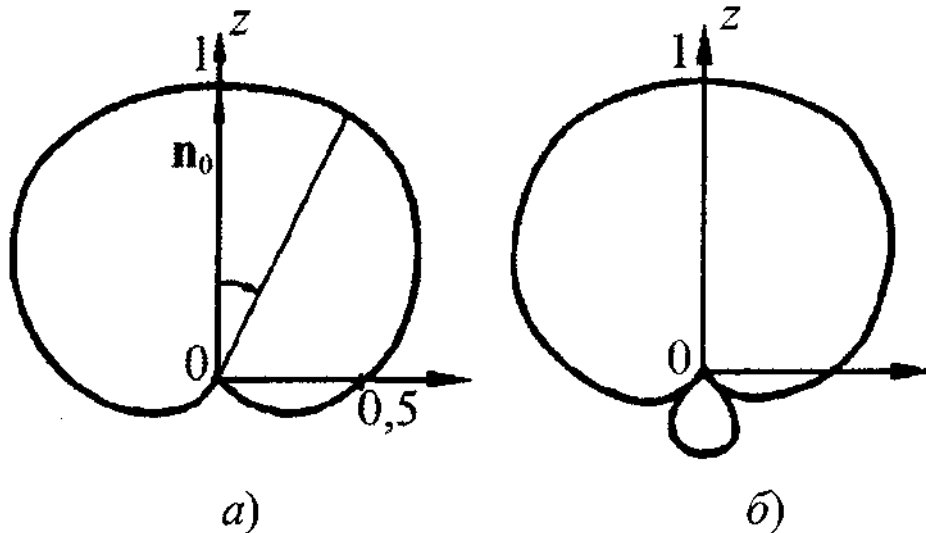


Рисунок 6.5 – Амплитудная диаграмма направленности элементарной площадки: а) – при  $W_s = W_0$ ; б) – при  $W_s < W_0$

Заметим, что поляризационная диаграмма направленности элементарной площадки определяет в основном поляризационные характеристики излучаемого апертурой поля.

**Множитель направленности плоского синфазного раскрыва.** Множитель направленности плоского синфазного раскрыва определяется выражением (6.10), в котором  $E_y(\bar{\rho})$  - чисто действительная функция, описывающая амплитудное распределение электрического поля в раскрыве.

Следует отметить, что если электрическое поле в раскрыве ориентировано не по оси  $y$ , а вдоль произвольного единичного вектора  $\bar{\alpha}_0$ , лежащего в плоскости раскрыва ( $\bar{E}_s = E_\alpha \bar{\alpha}_0$ ), то выражение для множителя раскрыва остается формально таким же, как и (6.10), только вместо  $E_y$  надо поставить  $-E_\alpha$ . Поэтому в дальнейшем опустим нижний индекс, показывающий ориентацию электрического поля в раскрыве, и будем обозначать комплексную амплитуду поля в раскрыве просто  $E_s(\bar{\rho})$ .

**Рассмотрим наиболее часто встречающиеся на практике раскрывы прямоугольной и круглой формы.** Для прямоугольного раскрыва с размером  $a \times b$  вычисление по (6.10) целесообразно проводить в прямоугольной системе координат на раскрыве (рис. 6.4). Учитывая, что

$$\bar{\rho} = x\bar{x}_0 + y\bar{y}_0, \quad \bar{r}_0 = \sin \Theta \cos \varphi \bar{x}_0 + \sin \Theta \sin \varphi \bar{y}_0 + \cos \Theta \bar{z}_0$$

из (6.10) получаем выражение для нормированного множителя направленности  $F_{\Sigma}(\Theta, \varphi)$ :

$$F_{\Sigma}(\Theta, \varphi) = A \int_{-b/2}^{b/2} \int_{a/2}^{a/2} E_S(x, y) e^{jk \sin \Theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy, \quad (6.14)$$

где  $A$  - нормирующий множитель:  $A = \frac{1}{\int_{-b/2}^{b/2} \int_{-b/2}^{a/2} E_S(x, y) dx dy}$ .

Для круглого раскрыва с радиусом  $a$  более удобной является полярная система координат  $\rho, \varphi'$  (рис. 6.4). Так как в этой системе координат  $\bar{\rho} = \rho \cos \varphi' \bar{x}_0 + \rho \sin \varphi' \bar{y}_0$ ,  $dS = \rho d\rho d\varphi'$ , используя эти соотношения, из (6.10) получим

$$F_{\Sigma}(\Theta, \varphi) = A \int_0^{2\pi} \int_0^a E_S(\rho, \varphi') e^{jk \rho \sin \Theta \cos(\varphi - \varphi')} \rho d\rho d\varphi', \quad (6.15)$$

где  $A = \frac{1}{\int_0^{2\pi} \int_0^a E_S(\rho, \varphi') \rho d\rho d\varphi'}$ .

Выражения (6.14), (6.15) получены для произвольных амплитудных распределений. Рассмотрим наиболее часто встречающиеся частные случаи.

**Прямоугольный раскрыв с разделяющимся по координатам амплитудным распределением.** Наиболее простым является случай, когда амплитудное распределение в раскрыве представляется в виде произведения двух сомножителей, каждый из которых зависит только от координаты  $x$  или  $y$  (так называемое *разделяющееся по координатам распределение*):

$$E_S(x, y) = E(x)E(y). \quad (6.16)$$

Подставляя (6.16) в (6.14), находим, что в этом случае множитель направленности представляется в виде произведения двух сомножителей  $F_x F_y$ , каждый из которых совпадает с множителем направленности линейной антенны, ориентированной соответственно вдоль оси  $x$  и  $y$ :

$$F_{\Sigma}(\Theta, \varphi) = F_x(\Theta, \varphi) F_y(\Theta, \varphi) = A \int_{-a/2}^{a/2} E(x) e^{jkx \sin \Theta \cos \varphi} dx \int_{-b/2}^{b/2} E(y) e^{jky \sin \Theta \sin \varphi} dy. \quad (6.17)$$

Часто ограничиваются анализом диаграммы направленности в главных плоскостях  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/2$ :

$$F_{\Sigma}(\Theta, 0) = F_x(\Theta) = A_x \int_{-a/2}^{a/2} E(x) e^{jkx \sin \Theta} dx, \quad (6.18)$$

$$F_{\Sigma}(\Theta, \pi/2) = F_y(\Theta) = A_y \int_{-b/2}^{b/2} E(y) e^{jky \sin \Theta} dy.$$

где  $A_x, A_y$  - нормирующие множители, равные соответственно

$$A_x = \frac{1}{\int_{-a/2}^{a/2} E(x) dx}, \quad A_y = \frac{1}{\int_{-b/2}^{b/2} E(y) dy}.$$

Как следует из (6.18), множитель направленности прямоугольного раскрыва в главных плоскостях можно записать с помощью формулы

$$F_u(\Theta) = A_u \int_{-L/2}^{L/2} E(u) e^{jku \sin \Theta} du, \quad (6.19)$$

где  $L$  - размер раскрыва в той плоскости, в которой ищется диаграмма направленности;  $A_u$  - нормирующий множитель.

Таким образом, множитель направленности плоского синфазного раскрыва в главных плоскостях совпадает с множителем направленности эквивалентной линейной антенны. Размер эквивалентной антенны совпадает с размером раскрыва в рассматриваемой главной плоскости, а амплитудное распределение по эквивалентной линейной антенне совпадает с амплитудным распределением по соответствующей оси раскрыва, лежащей в главной плоскости.

Доказанное свойство является частным случаем более общей теоремы о связи диаграммы направленности плоского синфазного раскрыва и эквивалентного линейного излучателя [1], которая формулируется следующим образом: множитель направленности произвольного плоского синфазного раскрыва в произвольной плоскости  $\varphi_0$  совпадает с множителем

направленности эквивалентного линейного синфазного излучателя, который образуется при проектировании раскрыва на плоскость  $\varphi_0$  (рис. 6.6).

Амплитудное распределение в эквивалентном линейном излучателе  $L_{ЭКВ}$  связано с распределением в раскрыве соотношением

$$E_{ЭКВ}(u) = \int_{v_1(u)}^{v_2(u)} E(u, v) dv, \quad (6.20)$$

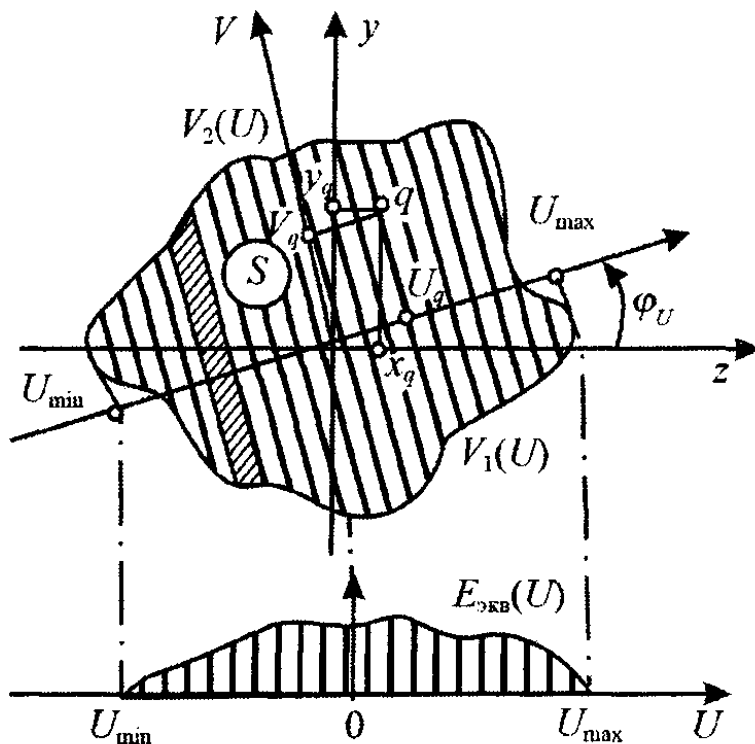


Рисунок 6.6 – К пояснению метода эквивалентного излучателя

где  $v_1(u)$  и  $v_2(u)$  - уравнения кривых, описывающие границу раскрыва по обе стороны от плоскости  $\varphi_0$ .

При этом множитель раскрыва в плоскости  $\varphi_0$  имеет вид

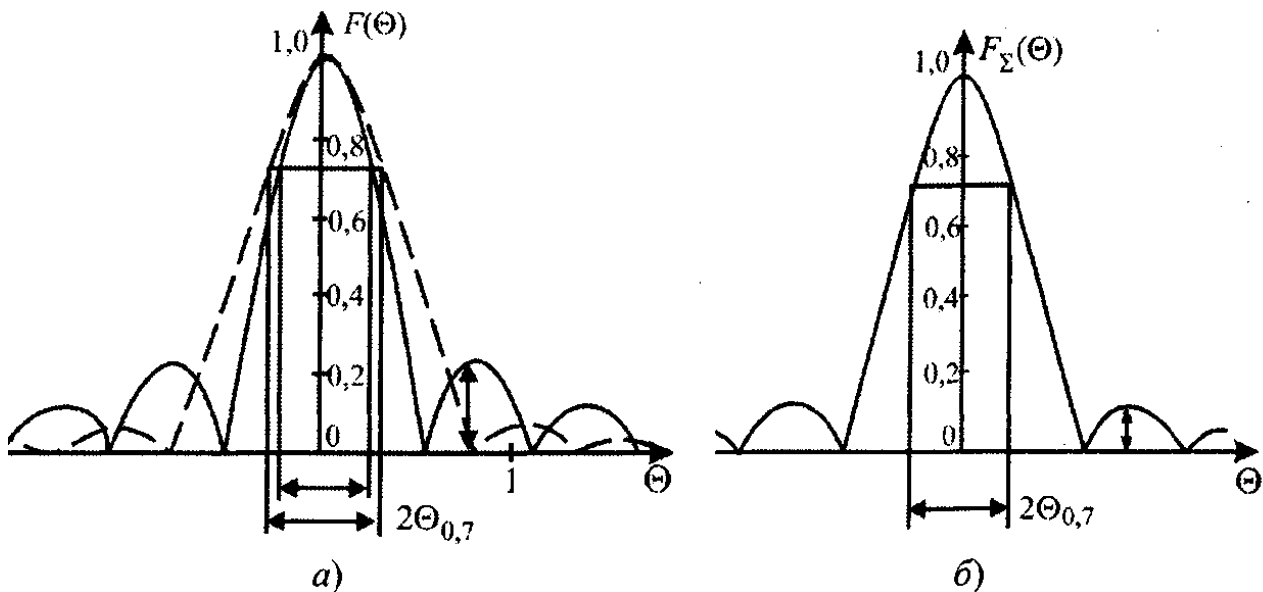
$$F_{\Sigma}(\Theta, \varphi) = A_{\varphi_0} \int_{U_{\min}}^{U_{\max}} E_{\text{ЭКВ}}(u) e^{jku \sin \Theta} du, \quad (6.21)$$

где  $A_{\varphi_0} \int_{U_{\min}}^{U_{\max}} E_{\text{ЭКВ}}(u) du$  - нормирующий множитель;  $U_{\min}$ ,  $U_{\max}$  - границы проекции раскрыва на ось  $U$ , являющуюся линией пересечения плоскости  $\varphi_0$  с плоскостью раскрыва.

Вернемся к прямоугольному раскрыву с разделяющимся по координатам распределением. В соответствии с (6.18) или (6.19) при равномерном амплитудном распределении  $E(x, y) = E_0$  множитель направленности в главных плоскостях имеет вид

$$F_x(\Theta) = \frac{\sin u_x}{u_x}, \quad F_y(\Theta) = \frac{\sin u_y}{u_y}, \quad (6.22)$$

где  $u_x = \frac{ka}{2} \sin \Theta$ ,  $u_y = \frac{kb}{2} \sin \Theta$  - обобщенные угловые координаты.



**Рисунок 6.7 - Амплитудные диаграммы направленности прямоугольного (а) и круглого (б) синфазного раскрыва**

Амплитудная диаграмма направленности, описываемая соотношениями (6.22), показана сплошной линией на рис.6.7,а (сплошной линией - для равномерного амплитудного распределения, пунктиром - для косинусоидального).

Ширина диаграммы направленности в плоскости  $\varphi_0 = 0$  и  $\varphi_0 = \pi/2$  зависит соответственно от размеров раскрыва  $a$  и  $b$ :

$$2\Theta_{0,7} = 51^\circ \lambda/a \text{ в плоскости } \varphi_0 = 0, \quad (6.23)$$

$$2\Theta_{0,7} = 51^\circ \lambda/b \text{ в плоскости } \varphi_0 = \pi/2.$$

Наибольший уровень бокового лепестка  $q = 0,217$  (или -13,2 дБ).

**Рассмотрим косинусоидальный закон изменения амплитудного распределения по оси  $x$  в раскрыве:**

$$E_s(x, y) = E_0 \cos(\pi x/a). \quad (6.24)$$

В соответствии с формулами (6.18) изменение амплитудного распределения по оси  $x$  приведет к изменению формы диаграммы направленности только в одной из главных плоскостей (в плоскости  $\varphi_0 = \pi/2$  форма диаграммы направленности по-прежнему будет описываться второй формулой (6.22):

$$F_x(\Theta) = \frac{\cos U_x}{1 - \left(\frac{2}{\pi} U_x\right)^2}. \quad (6.25)$$

График множителя направленности (6.25) показан пунктирной линией на рис. 6.7,а. Ширина диаграммы направленности  $2\Theta_{0,7} = 68^\circ \lambda/a$ , а уровень наибольшего бокового лепестка равен  $q = 0,071$  (или -23,1 дБ).

Сравнивая рассмотренные амплитудные распределения, можно сделать важный вывод: спадающее к краям антенны амплитудное распределение приводит, с одной стороны, к расширению основного лепестка диаграммы направленности, а с другой стороны, к уменьшению уровня боковых лепестков. Первое обстоятельство для остронаправленных антенн является вредным, а второе - полезным. Для уменьшения уровня боковых лепестков на практике применяют спадающее к краям антенны амплитудное распределение. При этом оказывается, что уровень наибольшего бокового лепестка зависит от скорости спадания амплитудного распределения к краям раскрыва.

В табл. 15.1 [1] представлены выражения для множителя направленности в плоскости  $\varphi_0 = 0$  для различных законов амплитудного распределения в прямоугольном раскрыве по оси  $x$ . Там же представлены зависимости от формы амплитудного распределения основных дифференциальных характеристик множителя раскрыва (ширины диаграммы направленности  $2\Theta_{0,7}$ , уровня наибольшего бокового лепестка  $q$ ). При необходимости снижения уровня боковых лепестков в обеих главных плоскостях надо использовать спадающее к краям амплитудное распределение как по оси  $x$ , так и по оси  $y$ .

**Круглый раскрыв с симметричным амплитудным распределением.** Рассмотрим круглый синфазный раскрыв с равномерным амплитудным распределением  $E_s(\rho, \varphi') = E_0$ .

В соответствии с выражением (6.15) множитель направленности при этом не зависит от координаты  $\varphi$ . Полагая для определенности  $\varphi = 0$ , получаем

$$F_{\Sigma}(\Theta) = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{jk\rho \sin\Theta \cos\varphi'} \rho d\rho d\varphi' = \frac{2\pi}{\pi a^2} \int_0^a J_0(k\rho \sin\Theta) \rho d\rho = 2J_1(u)/u = \Lambda_1(u), \quad (6.26)$$

где через  $J_0, J_1$  - обозначены функции Бесселя нулевого и первого порядка;  $\Lambda_1$  - лямбда-функция 1-го порядка;  $u = ka \sin\Theta$ .

Диаграмма направленности множителя круглого раскрыва, описываемого формулой (6.26), показана на рис. 6.7,б. В отличие от прямоугольного раскрыва с равномерным амплитудным распределением, ширина диаграммы направленности и уровень первого бокового лепестка определяются следующим образом:

$$2\Theta_{0,7} = 60^\circ \lambda/(2a), \quad q = 0,13 \quad (\text{или } 17 \text{ дБ}).$$

Отличие этих параметров от аналогичных параметров для прямоугольного раскрыва с равномерным амплитудным распределением связано в данном случае с различием в форме раскрыва. Таким образом, изменять уровень боковых лепестков можно не только путем выбора соответствующего амплитудного распределения, но и за счет выбора формы раскрыва.

#### 6.4 Коэффициент направленного действия синфазного плоского раскрыва

В соответствии с определением, коэффициент направленного действия (КНД) выражается через плотность потока мощности  $\Pi(\Theta_0, \varphi_0)$  в точке  $M(r, \Theta_0, \varphi_0)$ , расположенной в направлении максимума излучения  $(\Theta_0, \varphi_0)$  и мощность излучения антенны  $P_{\Sigma}$ :

$$D(\Theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi r^2 \Pi(\Theta_0, \varphi_0)}{P_{\Sigma}}. \quad (6.27)$$

Здесь через  $D(\Theta_0, \varphi_0)$  обозначен КНД в направлении  $(\Theta_0, \varphi_0)$ .

Учитывая, что плотность потока мощности связана с напряженностью электрического поля в точке  $M$  соотношением

$$\Pi(\Theta_0, \varphi_0) = \frac{1}{2W} |\bar{E}(r, \Theta_0, \varphi_0)|^2,$$

а мощность излучения можно вычислить через напряженность электрического поля в раскрыве:

$$P_{\Sigma} = \int_{S_a} \frac{1}{2W_s} |\bar{E}(\bar{\rho})|^2 dS = \int_{S_a} \frac{1}{2W_s} |E_s(\bar{\rho})|^2 dS,$$

из (6.27) получаем

$$D(\Theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi r^2 |\bar{E}(r, \Theta_0, \varphi_0)|^2}{W_0 \int_{S_a} \frac{|E_S(\bar{\rho})|^2}{W_S} dS}, \quad (6.28)$$

где через  $|E_S(\bar{\rho})|$  обозначено амплитудное распределение поля в раскрыве (для синфазного раскрыва  $|\bar{E}_S(\bar{\rho})| = E_S(\bar{\rho})$ ).

Для остронаправленных синфазных раскрывов  $W_S \approx W_0$ ,  $\Theta_0 = 0$ ,  $\varphi_0 = 0$ . Используя это и предполагая, что в пределах раскрыва ориентация поля  $\bar{E}_S(\bar{\rho})$  не меняется, из (6.7) найдем

$$|\bar{E}(r, 0, 0)| = \frac{1}{\lambda r} \left| \int_{S_a} \bar{E}_S(\bar{\rho}) dS \right| = \frac{1}{\lambda r} \left| \int_{S_a} E_S(\bar{\rho}) dS \right|. \quad (6.29)$$

С учетом последнего соотношения выражение (6.28) для КНД синфазного раскрыва (обозначим его через  $D(0)$ ) перепишем в виде

$$D(0) = \frac{4\pi \left| \int_{S_a} E_S(\bar{\rho}) dS \right|^2}{\lambda^2 \int_{S_a} [E_S(\bar{\rho})]^2} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a \nu, \quad (6.30)$$

где через  $\nu$  обозначен так называемый коэффициент использования поверхности (сокращенно КИП) антенны:

$$\nu = \frac{1}{S_a} \frac{\left| \int_{S_a} E_S(\bar{\rho}) dS \right|^2}{\int_{S_a} [E_S(\bar{\rho})]^2}. \quad (6.31)$$

При равномерном амплитудном распределении ( $E_S(\bar{\rho}) = E_0$ ), как следует из (6.31),  $\nu = 1$ . При спадающем к краям раскрыва амплитудном распределении  $\nu$  становится меньше единицы. Конкретные значения  $\nu$  для различных амплитудных распределений по оси  $x$  в прямоугольном раскрыве представлены в табл. 15.1 [1], а для круглого раскрыва - в табл. 15.2 [1].

Таким образом, максимальный КНД синфазного плоского раскрыва достигается при равномерном амплитудном распределении:

$$D(0) = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a. \quad (6.32)$$

Сравнивая выражения (15.30) и (6.32), можно определить КИП раскрыва как отношение КНД при равномерном амплитудном распределении к КНД при рассматриваемом амплитудном распределении.



Для прямоугольного раскрыва с неравномерными разделяющимся по обеим координатам  $x$  и  $y$  амплитудным распределением КИП раскрыва можно определить по формуле

$$v = v_x v_y, \quad (6.33)$$

где  $v_x$  и  $v_y$  - значения КИП эквивалентных линейных антенн по осям  $x$  и  $y$ .

## 6.5 Влияние фазовых ошибок на диаграмму направленности и КНД плоского раскрыва

Рассмотренный выше случай синфазного распределения поля в раскрыве позволил вычислить основные закономерности, связанные с поведением диаграммы направленности и КНД в зависимости от формы амплитудного распределения по раскрыву.

На практике распределение поля в раскрыве часто отличается от синфазного. Это отличие может быть как из-за фазовых ошибок, обусловленных неточности изготовления антенн или их принципу действия, так и вводиться специально для формирования диаграммы направленности требуемой формы. Будем в дальнейшем считать любое отклонение фазы в раскрыве от синфазного *фазовой ошибкой*. По своей природе фазовые ошибки могут быть *детерминированными* и *случайными*. Рассмотрим сначала влияние детерминированных фазовых ошибок. При наличии фазовых ошибок комплексная амплитуда поля в раскрыве может быть представлена в виде

$$E_s(\bar{\rho}) = |E_s(\bar{\rho})| e^{j\psi(\bar{\rho})},$$

где  $|E_s(\bar{\rho})|$  - амплитудное распределение;  $\psi(\bar{\rho})$  - фазовое распределение поля в раскрыве.

Для простоты и наглядности будем полагать, что раскрыв прямоугольный с разделяющимся по координатам амплитудным распределением, фазовая ошибка зависит только от координаты  $x$ . В этом случае произвольную фазовую ошибку можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки  $x = 0$ :

$$\psi(\bar{x}) = -\psi_0 - \psi_1 \left( \frac{2x}{a} \right) - \psi_2 \left( \frac{2x}{a} \right)^2 - \psi_3 \left( \frac{2x}{a} \right)^3 - \dots - \psi_n \left( \frac{2x}{a} \right)^n. \quad (6.34)$$

Здесь первое слагаемое является начальной фазой и его можно положить равным нулю, второе слагаемое описывает линейную фазовую ошибку, третье - квадратичную, четвертое - кубическую и т.д.

В большинстве практических случаев можно ограничиться анализом ошибок первых трех типов. Рассмотрим влияние каждого вида фазовой ошибки отдельно, полагая для простоты амплитудное распределение равномерным.

**Линейная фазовая ошибка**  $\psi(x) = -\psi_1(2x/a)$ .

Подставляя  $E_x = E_0 e^{-j\psi_1 2x/a}$  в первое из соотношений (6.18), получаем

$$F_x(\Theta) = \frac{\sin(u_x - \psi_1)}{u_x - \psi_1}. \quad (6.35)$$

Хотя соотношения (6.18) получены для случая синфазного распределения, они остаются справедливыми и при произвольном амплитудно-фазовом распределении.

Сравним выражение (6.34) с множителем направленности синфазного раскрыва (6.22). Максимум диаграммы (6.34) достигается при  $u_x = \psi_1$ , т.е. при

$$\Theta_0 = \arcsin\left(\frac{2\psi_1}{ka}\right). \quad (6.36)$$

Форма же диаграммы направленности в обобщенных угловых координатах в обоих случаях остается неизменной (при отклонении максимума диаграммы направленности от направления  $\Theta = 0$  происходит расширение основного лепестка по закону  $1/\cos \Theta_0$ , если  $\Theta_0 < 60^\circ$ ).

Таким образом, линейная фазовая ошибка в раскрыве приводит к отклонению диаграммы направленности на угол  $\Theta_0$ , определяемый из соотношения (6.35), без изменения ее формы. Это свойство широко используется на практике для электрического сканирования лучом антенны.

$$\text{Квадратичная фазовая ошибка } \psi(x) = -\psi_2 \left( \frac{4x^2}{a^2} \right).$$

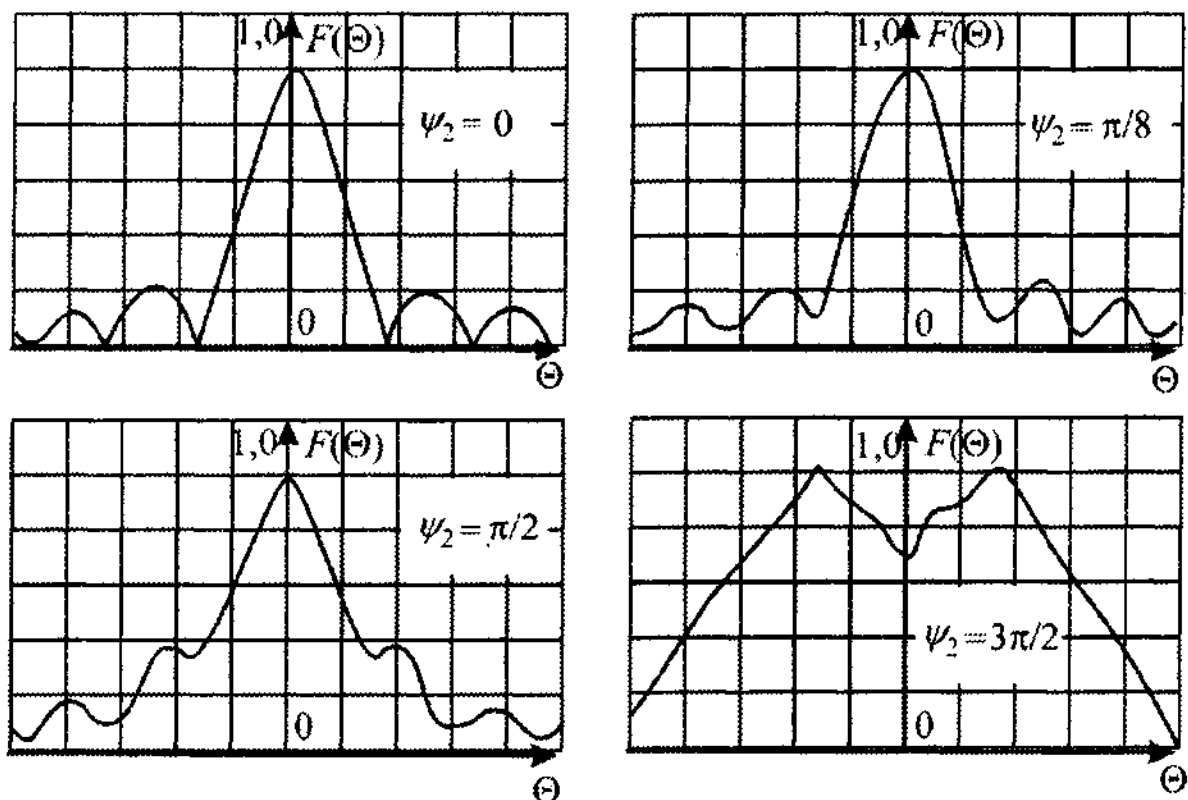
Подставляя в (6.18) значение  $E(x) = E_0 e^{-j\psi_2 4x^2/a^2}$  и проводя интегрирование, можно получить следующее выражение для ненормированного множителя направленности  $f_x(\Theta)$ :

$$f_x(\Theta) = \sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}} e^{j\frac{\pi^2 a^2}{4\psi_2 \lambda^2} \sin^2 \Theta} \left[ C(u) - C(v) - j[S(u) - S(v)] \right], \quad (6.37)$$

где  $C(u) = \int_0^u \cos\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$ ,  $S(u) = \int_0^u \sin\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$ , - интегралы Френеля;

$$u = \frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}} \sin \Theta + \sqrt{\frac{2\psi_2}{\pi}}; \quad v = \frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}} \sin \Theta - \sqrt{\frac{2\psi_2}{\pi}}.$$

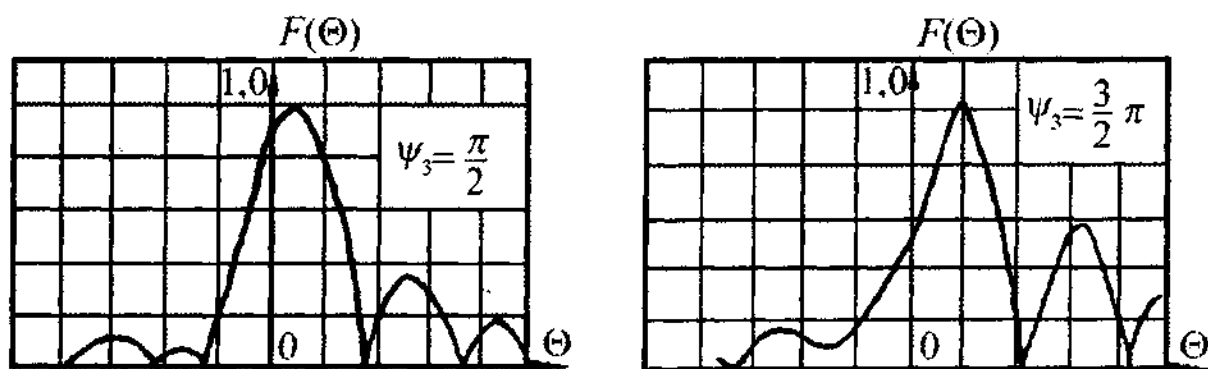
На рис. 6.8 показаны нормированные диаграммы направленности  $F(\Theta) = |f_x(\Theta)| / |f_x(\Theta)|_{\max}$ , рассчитанные по (6.37) для некоторых значений  $\psi_2$ . Как видно, квадратичная фазовая ошибка приводит к исчезновению нулей в диаграмме направленности, к расширению основного лепестка и к возрастанию боковых лепестков. Направление максимума при квадратичной фазовой ошибке не меняется, однако при больших значениях основной лепесток диаграммы раздваивается. При  $\psi_2 \leq \pi/8$  искажения диаграммы направленности незначительны.



**Рисунок 6.8 – Изменение формы амплитудной диаграммы направленности прямоугольного раскрыва в зависимости от величины квадратичной ошибки  $\psi_2$  на краю раскрыва**

Кубическая фазовая ошибка  $\psi(x) = -\psi_3(8x^3/a^3)$ .

Подставляя  $E(x) = E_0 e^{-j\psi_3(8x^3/a^3)}$  в (6.18) и проводя интегрирование, в принципе можно получить соответствующее аналитическое выражение для



**Рисунок 6.8 – Изменение формы амплитудной диаграммы направленности прямоугольного раскрыва в зависимости от величины кубической ошибки  $\psi_3$  на краю раскрыва**

множителя направленности. Однако из-за громоздкости мы его не приводим, а ограничимся лишь качественным анализом.

На рис. 6.9 показаны диаграммы направленности при кубической фазовой ошибке. Как видно, в данном случае происходят смещение направления максимума диаграммы направленности и асимметричное искажение ее формы. При спадающем к краям раскрыва амплитудном распределении влияние квадратичных и кубических фазовых ошибок на искажение диаграммы направленности уменьшается.

## 7 АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

### 7.1 Излучатели в виде открытого конца волновода

Открытый конец волновода можно рассматривать как простейшую апертурную антенну СВЧ. Такие антенны используются в качестве самостоятельных слабонаправленных излучателей, в качестве облучателей в зеркальных антеннах, а также как излучатели фазированных антенных решеток. Обычно такие излучатели возбуждаются волной основного типа, распространяющейся по волноводу.

Для расчета характеристик излучения открытого конца волновода воспользуемся приближенным методом, изложенным в гл. 6. С этой целью окружим волноводный излучатель замкнутой поверхностью  $S$ , состоящей из апертуры волновода  $S_a$  и поверхности, совпадающей с внешней поверхностью волновода (рис. 7.1). Будем полагать, что на внешней поверхности волновода тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей равны нулю. На раскрыве волновода поле складывается из падающей и отраженной волны основного типа колебаний  $H_{10}$ . Высшими типами волн, возникающими в раскрыве волновода, пренебрегаем. В рамках сделанных допущений тангенциальные составляющие поля в раскрыве прямоугольного волновода с поперечным сечением  $a \times b$ :

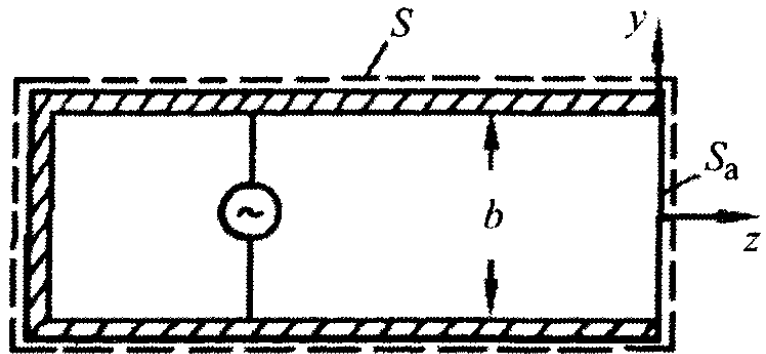


Рисунок 7.1 – Модель излучателя в виде открытого конца волновода

$$E_y = (1 + \Gamma) E_0 \cos \frac{\pi x}{a},$$

$$H_y = -(1 - \Gamma) \frac{\sqrt{1 - \left[ \sqrt{\lambda / (2a)} \right]^2}}{W} E_0 \cos \frac{\pi x}{a}, \quad (7.1)$$

$$W_s = -E_y / H_x = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \frac{W}{\sqrt{1 - \left[ \sqrt{\lambda / (2a)} \right]^2}},$$

где  $E_0$  - амплитуда падающей волны типа  $H_{10}$ ;  $\Gamma$  - коэффициент отражения от открытого конца волновода;

$$\Gamma = \frac{W_0 - W_{H_{10}}}{W_0 + W_{H_{10}}} = \frac{\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2} - 1}{\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2} + 1}. \quad (7.2)$$

Подставляя значение  $E_y$ ,  $W_S$  из (7.1) и  $\Gamma$  из (7.2) в соотношения (6.9), (6.10) и учитывая (6.13), получаем следующие выражения для ненормированной диаграммы направленности  $f_s(\Theta, \varphi)$  открытого конца прямоугольного волновода в главных плоскостях:

$$f_s(\Theta, 0) = \frac{jabE_0}{\pi\lambda} \left( \cos\Theta + \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \sqrt{1 - [\lambda/(2\phi)]^2} \right) \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin\Theta\right)}{1 - \cos\left(\frac{ka}{2} \sin\Theta\right)^2}, \quad (7.3)$$

$$f_s\left(\Theta, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{jabE_0}{\pi\lambda} \left( 1 + \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \sqrt{1 - [\lambda/(2\phi)]^2} \cos\Theta \right) \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin\Theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin\Theta}.$$

Последние сомножители в соотношениях (7.3) являются множителем направленности плоского синфазного раскрыва волновода в соответствующих главных плоскостях, а предыдущие сомножители описывают диаграмму направленности элементарной площадки  $dS$  в этих же плоскостях.

На рис. 7.2 показаны рассчитанные по (7.3) нормированные диаграммы направленности (сплошная линия) открытого конца волновода в  $E(\varphi = \pi/2)$  и в  $H(\varphi = 0)$  плоскостях. Там же для сравнения приведены экспериментально измеренные диаграммы направленности (пунктир).

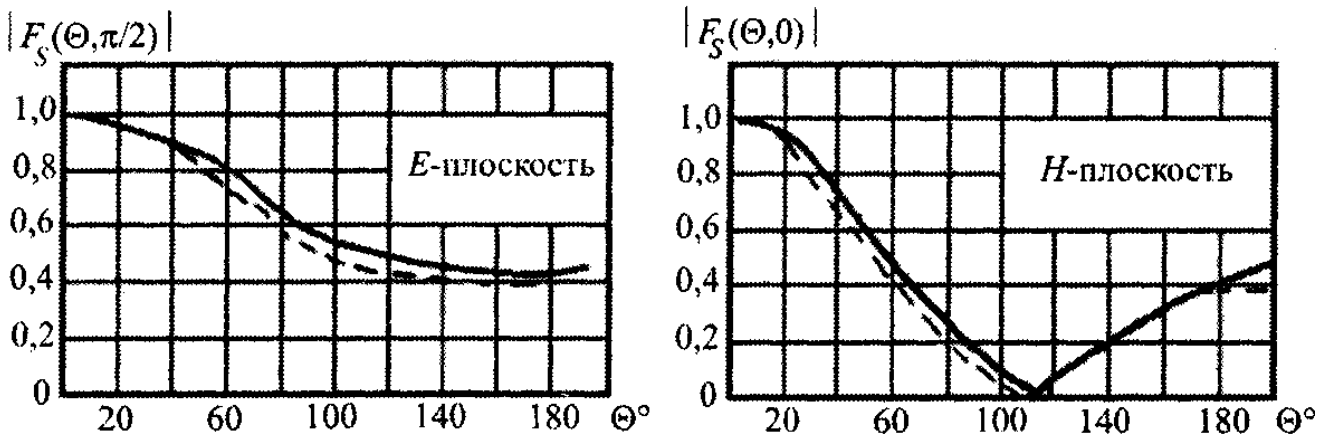


Рисунок 7.3 – Амплитудные диаграммы направленности открытого конца волновода (размеры волновода  $a = 0,71\lambda$ ;  $b = 0,32\lambda$ )

Рассмотрим излучение из открытого конца круглого волновода радиуса  $a$ , возбуждаемого падающей волной основного типа  $H_{11}$  с амплитудой волны  $E_0$ . Повторяя дословно описанную процедуру, можно получить следующие

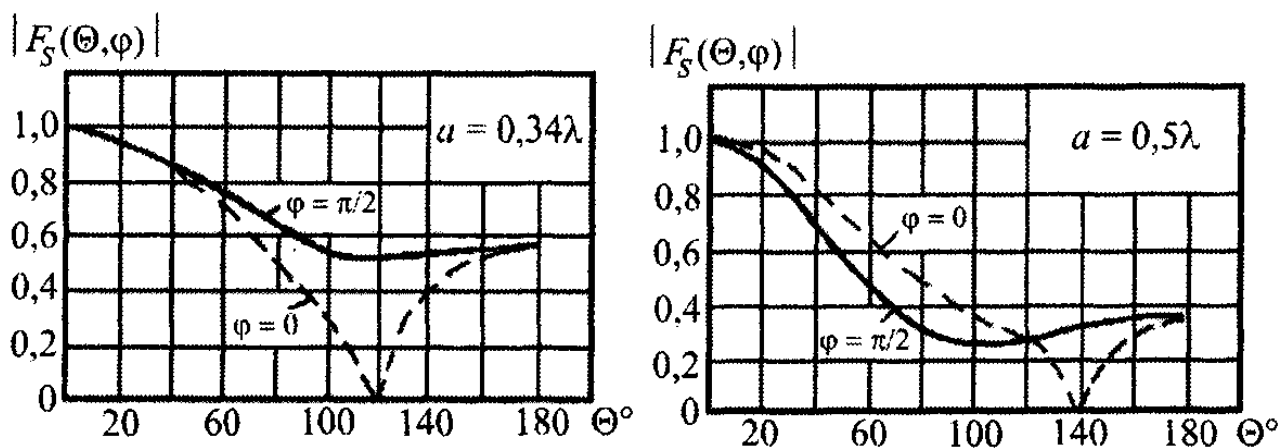
выражения для диаграммы направленности открытого конца круглого волновода:

$$\bar{f}_S = (\Theta, \varphi) = A \cdot \left\{ \left[ \frac{\lambda}{\lambda_B} + \cos \Theta - \Gamma \left( \frac{\lambda}{\lambda_B} - \cos \Theta \right) \right] \cos \varphi \frac{J_1'(ka \sin \Theta)}{1 - \left( \frac{3,41a}{\lambda} \sin \Theta \right)^2} \bar{\varphi}_0 + \right. \\ \left. + \left[ 1 + \frac{\lambda}{\lambda_B} \cos \Theta + \Gamma \left( 1 - \frac{\lambda}{\lambda_B} \cos \Theta \right) \right] \sin(0,58\varphi) \frac{J_1(ka \sin \Theta)}{ka \sin \Theta} \bar{\Theta}_0 \right\}, \quad (7.4)$$

где  $J_1'$  - производная функции Бесселя 1-го порядка по аргументу;

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/3,41)^2}} \quad - \quad \text{длина волны в волноводе;} \\ \Gamma = \frac{\sqrt{1 - (\lambda/3,41)^2} - 1}{\sqrt{1 - (\lambda/3,41)^2} + 1}, \quad A = 0,29 j E_0 k a^2. \quad (7.5)$$

Рассчитанные по соотношению (7.4) диаграммы направленности показаны на рис. 7.3.



**Рисунок 7.3 – Амплитудные диаграммы направленности открытого конца круглого волновода, рассчитанные по формулам (7.4) (сплошная линия – плоскости  $E$ ; пунктир – в плоскости  $H$ )**

Проведем сравнительный анализ излучателей в виде открытого конца волновода. Как видно, эти излучатели являются слабонаправленными. Для увеличения направленности необходимо увеличивать раскрыв волновода. Однако размеры волновода нельзя выбирать произвольно, так как в противном случае в нем могут возникнуть волны высших типов. Например, размеры поперечного сечения прямоугольного волновода обычно выбирают такими:  $a \approx (0,7 \dots 0,75)\lambda$ ,  $b \approx (0,3 \dots 0,5)\lambda$ . При этих размерах ширина диаграммы направленности открытого конца волновода получается довольно большой.

Другим недостатком излучателя в виде открытого конца волновода является значительный коэффициент отражения ( $|\Gamma| \approx 0,2 \dots 0,3$ ).

Для увеличения направленности и уменьшения отражения от раскрыва волновода применяют рупорные антенны. Основная идея рупорной антенны заключается в том, чтобы путем плавного увеличения раскрыва волновода сохранить в увеличенном раскрыве такую же структуру поля, как и в основном типе волны в волноводе. С другой стороны, постепенный переход от поперечного сечения волновода к раскрыву рупора улучшает его согласование со свободным пространством.

## 7.2 Рупорные антенны

Рупорная антенна образуется в результате расширения прямоугольного или круглого волновода. При расширении прямоугольного волновода только в одной плоскости образуется секториальный рупор. В зависимости от того, в какой плоскости происходит расширение, различают  $H$ - и  $E$ -плоскостные секториальные рупоры. При расширении волновода в обеих плоскостях образуется пирамидальный рупор. При расширении круглого волновода получается конический рупор. Основные типы рупорных антенн показаны на рис. 7.4. На практике наиболее часто используются пирамидальные и секториальные рупоры. Конические рупоры из-за неустойчивости плоскости поляризации и наличия кроссполяризационных потерь применяются реже.

На рис. 7.5 показано продольное сечение прямоугольного рупора плоскостью  $H$ . Величина  $R_H$  называется длиной рупора в плоскости  $H$ , точка  $O$  - вершиной рупора в плоскости  $H$ , угол при вершине  $2\alpha$  - угол раскрыва в плоскости  $H$ , размер  $a_P$  - шириной раскрыва рупора в плоскости  $H$ . Аналогичные параметры вводятся и при сечении рупора плоскостью  $E$ , причем в общем случае  $R_E \neq R_H$ .

Изучение рупорных антенн будем проводить в тех же приближениях, что и открытого конца волновода. Окружим рупорную антенну замкнутой поверхностью  $S$ , состоящей из поверхности плоского раскрыва  $S_0$  и внешней поверхности рупорной антенны. Полагаем, что на внешней поверхности рупора тангенциальные составляющие элек-

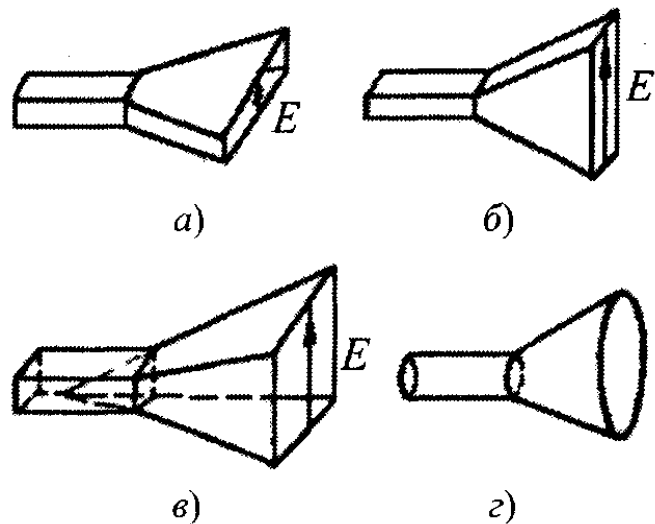


Рисунок 7.4 – Типы рупорных антенн: а) –  $H$ - секториальный рупор; б) –  $E$ - секториальный рупор; в) – пирамидальный; з) - конический



трического и магнитного поля равны нулю. На поверхности раскрыва  $S_0$  поле определим из решения внутренней задачи для бесконечного рупора. Анализ этого решения указывает на следующие закономерности в характере поведения поля в рупоре:

- тип волны в рупоре является таким же, как и в возбуждающем рупор волноводе;

- в отличие от волновода, поверхностью равных фаз в рупоре является не плоскость, а поверхность цилиндра с центром в вершине  $O$  для секториального рупора и поверхность сфероида для пирамидального рупора;

- фазовая скорость волны в рупоре не постоянна (она больше в горловине рупора и приближается к скорости света  $C$  в его раскрыве);

- в рупоре, в отличие от волновода, отсутствует критическая длина волны в связи с тем, что у бесконечного рупора всегда можно найти такое сечение, которое окажется достаточным для распространения волны любого типа;

- локальное поверхностное сопротивление  $W_S$  в раскрыве рупора приближенно равно волновому сопротивлению свободного пространства  $W_0$ .

С учетом вышеперечисленных закономерностей поле в раскрыве прямоугольного рупора при возбуждении его прямоугольным волноводом с волной  $H_{10}$  можно записать в виде

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x}{a_p} e^{-j\psi(x,y)}, \quad H_x = \frac{E_y}{W}, \quad (7.6)$$

где  $E_0$  - напряженность электрического поля в середине раскрыва;  $\psi(x, y)$  - фазовая ошибка в раскрыве рупора, получающаяся из-за неплоскости фазового фронта в рупоре.

Проанализируем более подробно характер фазовой ошибки в секториальном рупоре, продольное сечение которого показано на рис. 7.5. Дуга окружности  $KML$  с центром в вершине рупора  $O$  является линией равных фаз. В произвольной точке  $M'$ , имеющей координату  $x$ , фаза поля отстает от фазы в середине раскрыва (в точке  $O$ ) на угол

$$\psi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} (OM' - R_H) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R_H^2 + x^2} - R_H) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \left( 1 + \frac{x^2}{R_H^2} \right)^{1/2} - 1 \right].$$

Раскладывая  $\left( 1 + \frac{x^2}{R_H^2} \right)^{1/2}$  в ряд Тейлора и ограничиваясь при  $x \ll R_H$  первыми двумя членами, получаем

$$\psi(x) \approx \frac{\pi}{\lambda} \frac{x^2}{R_H}. \quad (7.7)$$

Таким образом, фаза поля в раскрыве рупора меняется приблизительно по квадратичному закону. Максимальная фазовая ошибка достигается на краю рупора:

$$\psi_{H \max} \approx \frac{\pi a_p^2}{4 \lambda R_H}; \quad \psi_{E \max} \approx \frac{\pi b_p^2}{4 \lambda R_E}. \quad (7.8)$$

Первое выражение относится к Н-плоскостному, а второе к Е-плоскостному секториальному рупору. Формулы (7.7), (7.8) справедливы при  $R_H > a_p/2$ ;  $R_E > b_p/2$ .

Соответственно для пирамидального рупора фазовая ошибка в раскрыве определяется выражением

$$\psi(x, y) = \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E} \right), \quad (7.9)$$

а максимальная фазовая ошибка достигается в углах прямоугольного рупора:

$$\psi_{\max}(x, y) = \frac{\pi}{4} \left[ \frac{a_p^2}{\lambda R_H} + \frac{b_p^2}{\lambda R_E} \right]. \quad (7.10)$$

Из (7.9) следует, что в пирамидальном рупоре фазовая ошибка имеет квадратичный характер.

Перейдем к изучению диаграммы направленности секториального рупора. С учетом (7.6), (7.7) в раскрыве секториального рупора

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x}{a_p} e^{-j \frac{\pi x^2}{\lambda R_H^2}}, \quad W_s = W_0. \quad (7.11)$$

Поэтому амплитудная диаграмма направленности элементарной площадки раскрыва рупора описывается соотношением (6.13), а множитель направленности вычисляется в соответствии с (6.18) [1,2].

Из анализа приведенных в [1,2] выражений следует, что амплитудная диаграмма в плоскости  $E$

$$F_s(\Theta, \pi/2) = \frac{1 + \cos \Theta}{2} \frac{\cos \left( \frac{kb_p}{2} \sin \Theta \right)}{\left( \frac{kb_p}{2} \sin \Theta \right)}. \quad (7.12)$$

получается такой же, как у прямоугольного раскрыва с равноамплитудным и синфазным полем, что вполне понятно, так как поле в раскрыве рупора вдоль оси  $y$  не меняется.

В плоскости  $H$  амплитудная диаграмма зависит от величины максимальной фазовой ошибки в раскрыве  $H$ -секториального рупора. Если  $\psi_{H \max} \leq \frac{3}{4} \pi$ , то в первом приближении поле в раскрыве рупора можно считать синфазным и использовать для множителя направленности выражение (6.25). Поэтому приближенно амплитудная диаграмма направленности в плоскости  $H$  имеет вид

$$F_s(\Theta, 0) \approx \frac{1 + \cos \Theta}{2} \frac{\cos\left(\frac{ka_p}{2} \sin \Theta\right)}{1 - \left(\frac{ka_p}{2} \sin \Theta\right)^2}. \quad (7.13)$$

Для  $E$ -секториального рупора амплитудная диаграмма направленности в плоскости  $H$  описывается соотношением (7.13). В плоскости  $E$  множитель направленности рупора равен модулю выражения (6.37), в котором вместо  $\psi_2$  надо подставить значение  $\psi_{\max}$  из (7.8). Если  $\psi_{\max} = \pi/2$ , то приближенно диаграмму в плоскости  $E$  можно вычислить по формуле (7.12) для синфазного раскрыва.

Для пирамидального рупора с небольшой фазовой ошибкой в раскрыве диаграмма направленности в плоскостях  $\mathcal{E}$  и  $\mathcal{Y}$  может быть приближенно рассчитана по формулам (7.12), (7.13). При необходимости более точного расчета диаграммы пирамидального рупора можно воспользоваться приведенными в [1,2] выражениями для секториальных рупоров.

Следует помнить, что расчет диаграммы направленности рупорных антенн как по приближенным соотношениям для синфазного раскрыва, так и по более сложным выражениям с учетом фазовой ошибки можно проводить лишь в пределах основного и первых боковых лепестков, так как уровень дальних боковых лепестков существенно определяется токами, вытекающими на внешнюю поверхность рупора, которые в данном методе не учитываются.

Определим КНД  $H$ -секториального рупора. С этой целью воспользуемся соотношением (6.30) для синфазного раскрыва. Этим соотношением можно пользоваться и для несинфазного поля, если под  $E(\bar{\rho})$  подразумевать комплексную амплитуду поля в раскрыве. Подставляя в (6.30) значение  $E(\bar{\rho}) = E_y$  из (7.11) и проводя интегрирование, получим для КНД следующее выражение:

$$D_H = \frac{4\pi b_p R_H}{\lambda a_p} \left\{ [C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2 \right\}, \quad (7.14)$$

$$\text{где } u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right); \quad v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right).$$

На рис. 7.6 показаны построенные по (7.14) графики зависимости КНД  $D_H$  от относительного размера раскрыва  $H$ -секториального рупора  $a_p/\lambda$  для различных длин рупора  $R_H$ . Чтобы исключить зависимость КНД от размера рупора  $b_p$ , по оси ординат отложено произведение  $\frac{\lambda}{b_p} D_H$ . Из приводимых гра-

фиков следует, что для каждой длины рупора существует определенная ширина раскрыва  $a_p/\lambda$ , при которой КНД достигает максимального значения. Уменьшение КНД при дальнейшем увеличении раскрыва рупора объясняется резким возрастанием фазовых ошибок в раскрыве.

Рупоры, размеры которых соответствуют максимальному значению КНД, называются *оптимальными*. Из приводимых графиков можно установить, что точки максимума на кривых  $R_H/\lambda = \text{const}$  соответствуют равенству

$\frac{R_H}{\lambda} = \frac{1}{3} \left( \frac{a_p}{\lambda} \right)^2$ , откуда длина оптимального рупора

$$R_{H \text{ опт}} = \frac{a_p^2}{3\lambda}. \quad (7.15)$$

При оптимальной длине  $H$ -секториального рупора максимальная фазовая ошибка в его раскрытии, согласно (7.8),

$$\psi_{H \text{ макс}} = \frac{3}{4}\pi \quad (7.16)$$

Если длину рупора взять большей оптимальной, то при той же площади раскрытия КНД рупора возрастает. Однако это возрастание будет незначитель-

ным и в большинстве случаев не оправдывает увеличения габаритов. Действительно, численный анализ показывает, что точкам максимума КНД на графиках рис. 16.6 соответствует коэффициент использования поверхности  $\nu = 0,64$ . Если же длину рупора непрерывно увеличивать, то в пределе при  $R \rightarrow \infty$  получим синфазное поле в раскрытии с КИП  $\nu = 0,81$  (КИП синфазной площадки с косинусоидальным амплитудным распределением). Таким образом, увеличение длины рупора от оптимальной до бесконечной повышает КНД приблизительно на 25%.

Вычислим КНД  $E$ -секториального рупора  $D_E$ . Проводя операции, аналогичные вышеизложенным для  $H$ -секториального рупора, получаем

$$D_E = \frac{64a_p R_E}{\pi \lambda b_p} \left[ C^2 \left( \frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) + S^2 \left( \frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) \right]. \quad (7.17)$$

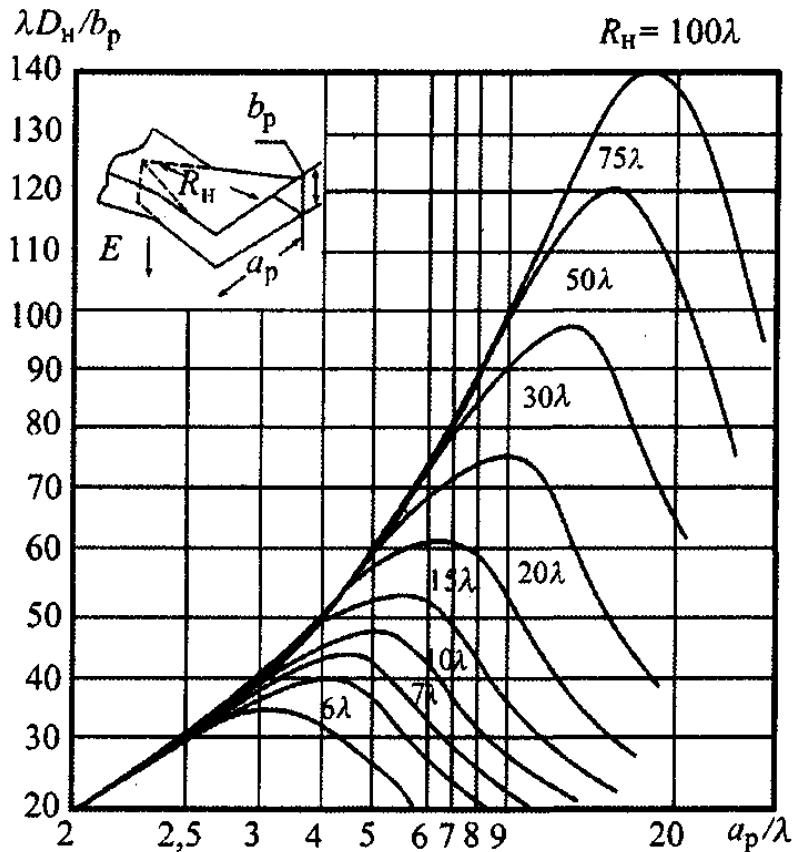


Рисунок 7.6 – Зависимость КНД от размеров  $H$ -секториального рупора

Графики зависимости КНД от размеров рупора представлены на рис. 7.7. Как и для  $H$ -секториального рупора, кривые имеют экстремум. Положение экстремумов определяются выражением

$$\frac{R_E}{\lambda} = \frac{1}{2} \left( \frac{b_p}{\lambda} \right)^2,$$

откуда длина оптимального  $E$ -секториального рупора  $R_{E \text{ опт}} = b_p^2 / (2\lambda)$ . (7.18)

При оптимальной длине максимальная фазовая ошибка

$$\psi_{E \text{ макс}} = \pi/2. \quad (7.19)$$

Коэффициент использования площади

раскрыва  $\nu$  оптимального  $E$ -секториального рупора такой же, как оптимального  $H$ -секториального рупора, т.е.  $\nu = 0,64$ . Таким образом,

$$D_{E \text{ опт}} = 0,64 \cdot 4\pi \frac{a_p b_p}{\lambda^2}. \quad (7.20)$$

Коэффициент направленного действия пирамидального рупора  $D$  выразим через КНД соответствующих  $E$ - и  $H$ -секториальных рупоров:

$$d = \frac{\pi \lambda^2}{32 a_p b_p} D_E D_H = \frac{\pi}{32} \left( \frac{\lambda}{a_p} D_E \right) \left( \frac{\lambda}{b_p} D_H \right). \quad (7.21)$$

Величины  $\frac{\lambda}{a_p} D_E$  и  $\frac{\lambda}{b_p} D_H$  берутся из графиков рис. 7.6 и 7.7 для секториальных рупоров. Заметим, что при выборе длины рупора, равной оптимальной, происходит некоторое расширение диаграммы направленности по сравнению с диаграммой синфазного раскрыва. Ширину диаграммы направленности рупора с оптимальной длиной можно определить по данным табл. 7.1.

В коническом рупоре, образованном расширением открытого конца круглого волновода с волной  $H_{11}$  оптимальная длина зависит от диаметра его раскрыва  $d_p$ :

$$R_{\text{опт}} = \frac{d_p^2}{2,4\lambda} - 0,15\lambda. \quad (7.22)$$

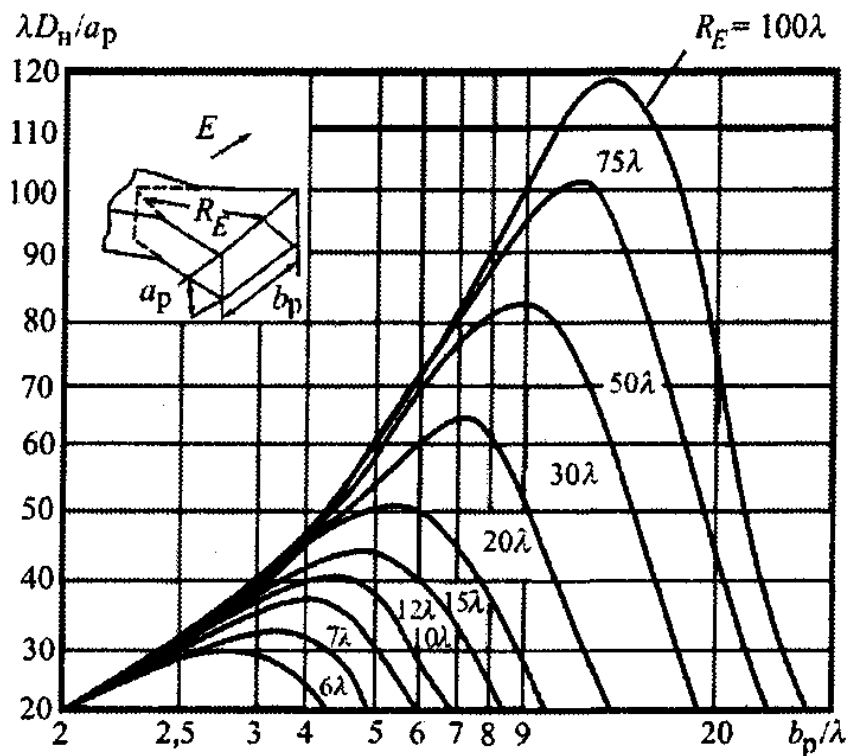


Рисунок 7.7 – Зависимость КНД от размеров  $E$ -секториального рупора

Коэффициент использования поверхности оптимального конического рупора  $\nu = 0,5$ ; ширина диаграммы направленности определяется по данным табл. 7.1.

Деформируя круговой конический рупор в эллиптический с отношением осей эллипса 1,25, можно получить приблизительно одинаковую ширину диаграммы направленности во всех сечениях, проходящих через ось рупора.

Таблица 7.1

Тип рупора	Ширина диаграммы направленности в плоскости $H$	Ширина диаграммы направленности в плоскости $E$
$E$ -секториальный	$2\Theta_{0,7} = 68^\circ \frac{\lambda}{a_p}$	$2\Theta_{0,7} = 53^\circ \frac{\lambda}{b_p}$
$H$ -секториальный	$2\Theta_{0,7} = 80^\circ \frac{\lambda}{a_p}$	$2\Theta_{0,7} = 51^\circ \frac{\lambda}{b_p}$
Пирамидальный	$2\Theta_{0,7} = 80^\circ \frac{\lambda}{a_p}$	$2\Theta_{0,7} = 53^\circ \frac{\lambda}{b_p}$
Конический	$2\Theta_{0,7} = 60^\circ \frac{\lambda}{d_p}$	$2\Theta_{0,7} = 70^\circ \frac{\lambda}{d_p}$

Рупорные антенны используются на практике и как самостоятельные направленные антенны, и в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, а также в качестве излучателей ФАР. Особенно широко рупорные антенны используются в лабораторных установках при измерении диаграммы направленности и коэффициента усиления других антенн. Достоинством рупорных антенн является простота конструкции и хорошие диапазонные свойства. Практически рабочая полоса частот рупорной антенны ограничивается полосой питающего его волновода и составляет около 100%.

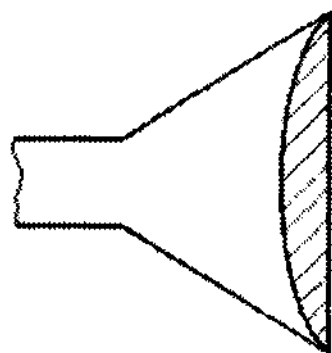
Недостаток рупорных антенн состоит в необходимости выбора слишком большой длины рупора для получения остронаправленного излучения. Как следует из формул (7.15), (7.18), оптимальная длина рупора пропорциональна квадрату размеров раскрыва  $a_p$  и  $b_p$ , а ширина диаграммы направленности обратно пропорциональна  $a_p$  и  $b_p$  в первой степени. Поэтому для сужения диаграммы направленности рупорной антенны в  $n$  раз размер ее апертуры должен быть увеличен в  $n$  раз, а длина рупора - в  $n^2$  раз.

Это обстоятельство накладывает ограничения на ширину диаграммы направленности рупорных антенн. Так, при длине рупора, примерно равной размеру одной из сторон его раскрыва, ширина диаграммы направленности составляет около 20 - 25°. При сужении ширины диаграммы направленности до

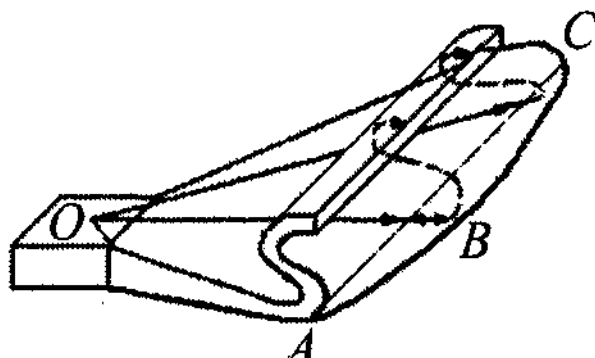
$10^\circ$  длина рупора приблизительно в 4-5 раз больше размера большей стороны его раскрыва.

Существуют различные способы уменьшения длины рупора. Суть этих способов заключается в компенсации или уменьшении фазовой ошибки в раскрыве рупора. Одним из наиболее часто используемых на практике способов уменьшения длины рупора является установка в его раскрыве линзы, которая устраняет фазовые ошибки (рис. 7.8,а). При этом длина рупора выбирается уже из усло-

вий хорошего согласования питающего рупор волновода со свободным пространством и приблизительно равна (1 - 0,5) ширине его раскрыва.



а)



б)

**Рисунок 7.8 – Способы устранения фазовых ошибок в раскрыве рупорной антенны**

На рис. 16.8,б показан дру-

гой способ выравнивания фазового фронта в раскрыве рупора за счет выравнивания длины пути, проходимого волной от вершины рупора до различных точек на раскрыве. Для получения в раскрыве синфазного поля кривая ABC, образующая профиль стенки согнутого рупора, должна иметь форму параболы.

### 7.3 Зеркальные антенны

**Принцип действия зеркальных антенн.** Зеркальной антенной (рис. 7.9,а) называют совокупность слабонаправленного облучателя 1 и металлического отражателя (зеркала) 2. Форму поверхности зеркала выбирают такой, чтобы сферический фронт волны 3, падающей от облучателя на зеркало, после отражения преобразовался в плоский фронт волны 4 (рис. 7.9,б). С позиций геометрической оптики лучи, расходящиеся от облучателя, после отражения от зеркала образуют параллельный пучок, формируя остронаправленную диаграмму направленности. **По форме зеркала зеркальные антенны разделяются на параболоид вращения, параболический цилиндр, усеченный параболоид, а также антенны со специальным профилем зеркала.**

В параболоидах вращения облучатель должен быть точечным, в цилиндрическом параболоиде - линейным.

Покажем, что для преобразования сферического фронта волны в плоский поверхность отражателя должна быть частью поверхности параболоида вра-

щения. В силу осевой симметрии доказательство достаточно провести для произвольной плоскости, проходящей через ось симметрии параболоида вращения.

На рис. 7.10 изображена парабола  $S$ , являющаяся; как известно, геометрическим местом точек, равноудаленных от фокуса  $F$  и прямой линии  $l$ , называемой *директрисой* (т.е. для произвольной точки  $M$   $FM = MN$ ). Точка  $O$  называется *вершиной параболы, отрезок  $OF$  - фокусным расстоянием.*

Проведем линию  $m$ , перпендикулярную  $OF$ . Для произвольной точки  $P$ , лежащей на  $m$ , длина ломаной  $FMP$  составит

$$FM + MP = MN + MP = NP = OF = 2f. \quad (7.23)$$

Таким образом, расстояние  $FMP = 2f$  не зависит от положения точки  $M$  на параболе. Следовательно, сферическая волна, распространяющаяся из точки  $F$ , после отражения от параболоида вращения  $S$  преобразуется в плоскую волну, поверхность равной фазы которой совпадает с плоскостью  $m$ , перпендикулярной оси параболоида  $OF$ .

Обозначая  $FM$  через  $\rho$  соотношения (7.23) можно записать в виде  $\rho + \rho \cos \psi = 2f$ , откуда получаем следующее уравнение для образующей параболоида вращения в полярной системе координат:

$$\rho(\psi) = \frac{2f}{1 + \cos \psi}. \quad (7.24)$$

Аналогично можно показать, что для преобразования цилиндрической волны в плоскую поверхность зеркала должна представлять собой параболический цилиндр.

Как следует из уравнения (7.24), профиль зеркальной антенны не зависит от частоты. Поэтому параболический

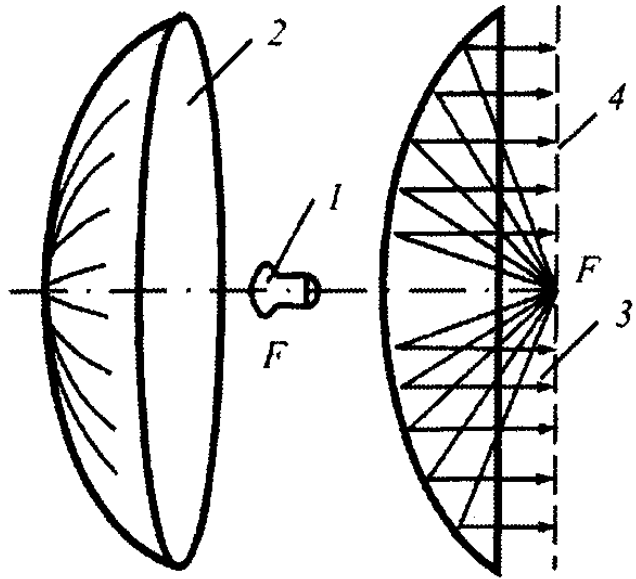


Рисунок 7.9 – Зеркальные антенны в виде параболоида вращения

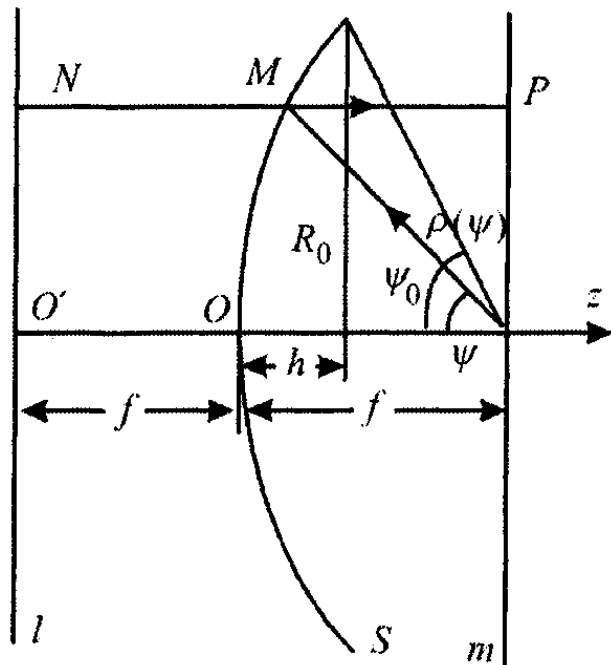


Рисунок 7.10 – К выводу уравнения профиля зеркала



ские зеркальные антенны являются чрезвычайно широкополосными устройствами, рабочая полоса частот которых в основном определяется полосой частот облучателя.

**Облучатели зеркальных антенн.** Исходя из принципа действия зеркальной антенны, можно сформулировать следующие достаточно очевидные требования к облучателям этих антенн.

1. Облучатель должен иметь фазовый центр, который располагается в фокусе параболоида вращения (для параболического цилиндра облучатель должен формировать цилиндрическую волну с линией фазовых центров, расположенных на фокальной линии параболического цилиндра).

2. Амплитудная диаграмма направленности облучателя должна быть такова, чтобы почти вся мощность от облучателя попадала на зеркало. В облучателе должно отсутствовать излучение в направлении, противоположном направлению на зеркало. Кроме того, поскольку амплитудное распределение в раскрыве зеркала создается в основном диаграммой облучателя, форма амплитудной диаграммы облучателя должна соответствовать требуемой форме амплитудного распределения поля в раскрыве зеркала.

3. Облучатель находится в поле, отраженном от зеркала, поэтому его габариты должны быть как можно меньше, чтобы он создавал минимальное затенение для поля зеркальной антенны.

4. Поскольку электрическая прочность и частотные свойства зеркальной антенны в основном ограничиваются облучателем, эти параметры облучателя должны соответствовать аналогичным параметрам всей зеркальной антенны.

**Наиболее распространенными типами облучателей зеркальных антенн являются вибраторы, щелевые или волноводно-рупорные облучатели.** Рассмотрим их конструктивные особенности.

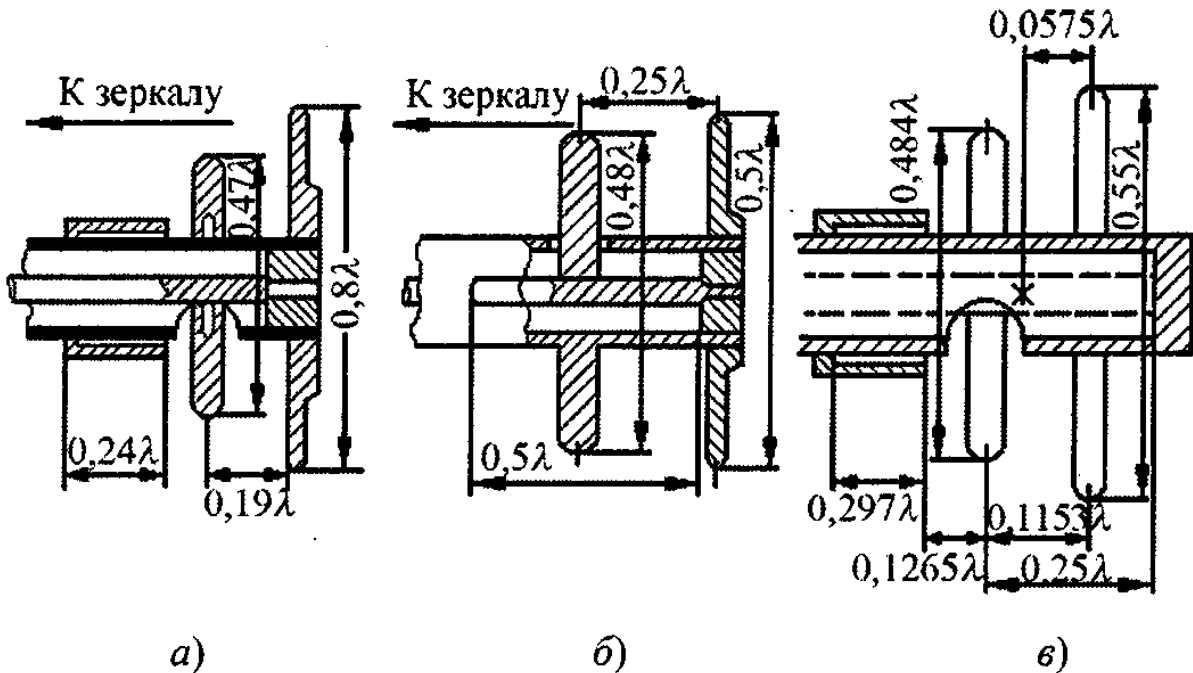
**Вибраторные облучатели.** Вибраторные облучатели состоят из активного резонансного полуволнового вибратора и контррефлектора в виде металлического диска или пассивного вибратора. Питание вибраторных излучателей осуществляется от коаксиального фидера или волновода. Вибраторы, питаемые коаксиальным фидером, применяются в качестве облучателей в дециметровом диапазоне и в длинноволновой части сантиметрового диапазона волн, волноводное питание вибраторов используется в более коротковолновом ( $\lambda = 3 - 5$  см) диапазоне волн.

На рис. 7.11 показаны наиболее распространенные конструкции вибраторных излучателей с питанием от коаксиального фидера с волновым сопротивлением  $W = 50$  Ом. В конструкциях на рис. 7.11,а,б используют дисковый отражатель, в конструкции рис. 7.11,в - пассивный вибратор. Для симметричного возбуждения симметричного вибратора от несимметричной коаксиальной линии используются симметрирующие устройства в виде четвертьволнового стакана (на рис. 7.11,а,в) или симметрирующей щели (рис. 7.11,б). Крестиком на рис. 7.11 показано положение фазового центра облучателя, который расположен между вибратором и рефлектором.

Диаграмма направленности вибратора с контррефлектором приближенно может быть рассчитана как произведение диаграммы одиночного вибратора на множитель решетки:

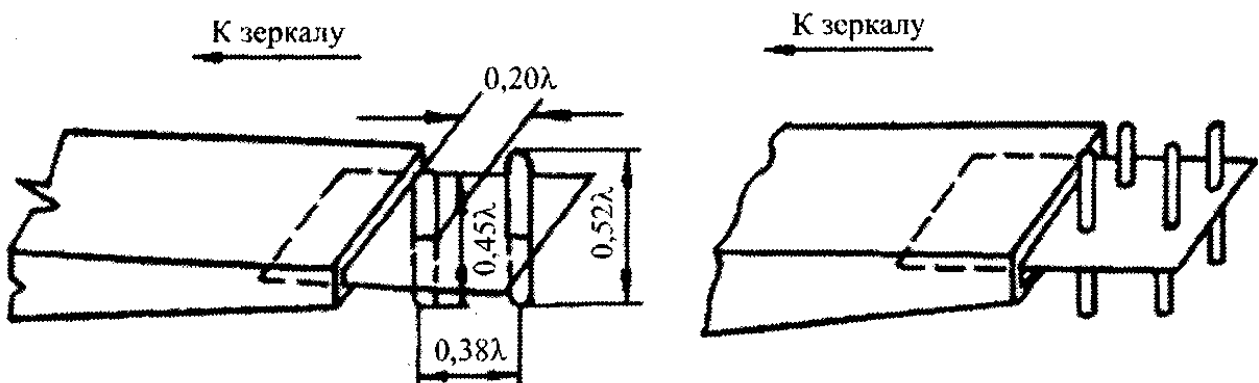
$$F_{\text{ОБЛ}}(\psi) = F_1(\psi) \sin(kb \cos \psi), \quad (7.25)$$

где через  $b$  обозначено расстояние от вибратора до контррефлектора.



**Рис. 7.11. Вибраторные облучатели с питанием от коаксиального кабеля**

На рис. 7.12 показаны конструкции вибраторных облучателей с питанием от прямоугольного волновода.



**Рисунок 7.12 – Вибраторные облучатели с питанием от коаксиального кабеля**

Вибраторы крепятся на тонкой металлической пластине, которая перпендикулярна направлению электрического поля и поэтому не возбуждается им. Длина вибраторов и расстояние между ними подбирают таким образом, чтобы последующий (по направлению от зеркала) вибратор являлся рефлекто-

ром по отношению к предыдущему. Этим обеспечивается формирование однонаправленного излучения вибраторов на зеркало. В четырехвибраторном излучателе возможно получение более симметричной относительно оси зеркала диаграммы направленности. Вибраторные облучатели имеют довольно широкую диаграмму направленности. Оптимальный угол раскрытия зеркала  $2\psi$  для таких облучателей составляет около  $140-160^\circ$ .

Достоинством вибраторных облучателей является незначительное затенение, создаваемое системой питания этих облучателей.

Недостатком вибраторных облучателей является их узкополосность, связанная с резонансными свойствами вибраторов, а также относительно высокий уровень излучения в направлениях, противоположных направлениям на зеркало.

**Щелевые облучатели.** В сантиметровом диапазоне волн широко используется двухщелевой облучатель, конструкция которого показана на рис. 7.13.

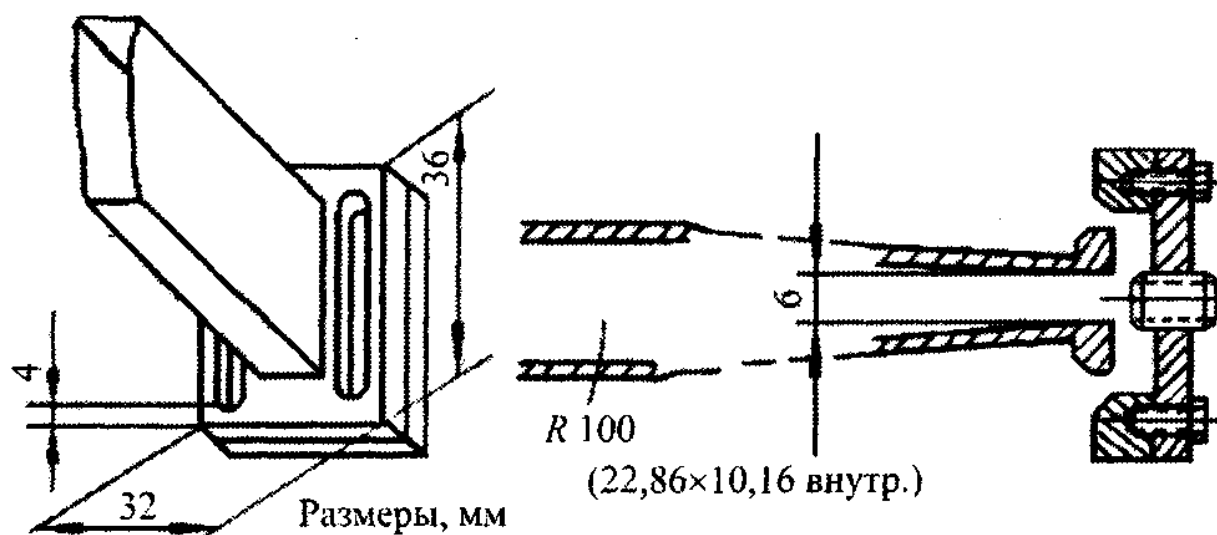


Рисунок 7.13 – Щелевой облучателей

Двухщелевой облучатель представляет собой прямоугольный волновод, который заканчивается прямоугольным резонатором с двумя симметрично расположенными полуволновыми щелями в его широкой стенке. Расстояние  $d$  между щелями выбирают равным приблизительно  $\lambda/2$ . Расстояние от щелей до боковых стенок резонатора выбирают из условия хорошего согласования с питающим волноводом. Для этих же щелей используется сужение волновода по узкой стенке. Для настройки облучателя в сборе используют винт в широкой стенке резонатора. Двухщелевой облучатель получается компактным и мало затеняет зеркало. Его диаграмма направленности близка к осесимметричной и в первом приближении может быть аппроксимирована функцией  $\cos\psi$  в плоскости  $H$  и  $\cos(kd \sin(\psi/2))$  в плоскости  $E$ .

Недостатком двухщелевого облучателя являются ограничения на относительно небольшую пропускаемую мощность, связанную с малой электриче-

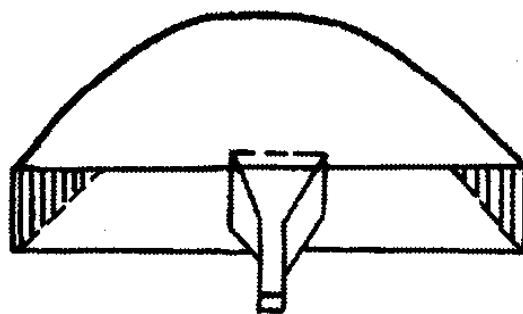
ской прочностью щелей, и узкополосность облучателя, вызванная узкополосностью щелевых излучателей.

**Волноводно-рупорные облучатели** представляют собой либо открытый конец волновода, либо небольшой рупор, питаемый волноводом. Используются волноводы (рупоры) как прямоугольного, так и круглого сечения. Последние более предпочтительны, так как их диаграмма направленности более симметрична относительно оси волновода. Зато прямоугольные рупорные облучатели позволяют получать разную ширину диаграммы направленности в перпендикулярных плоскостях, поэтому облучатели более предпочтительны для зеркальных антенн с продолговатым раскрывом.

В рупорных облучателях имеются довольно значительные возможности для регулирования как ширины, так и формы диаграммы облучателя в пределах угла раскрыва зеркала. Для этого, помимо подбора размеров рупора, используются импедансные структуры, выполненные в виде набора кольцевых канавок на внутренних стенках рупора. Подбирая параметры этих канавок, можно получить более равномерное облучение зеркала при сохранении малого уровня мощности облучателя, проходящего мимо зеркала. Для расширения диаграммы рупорного облучателя используются также диэлектрические линзы, помещаемые в его раскрыве.

Рупорные облучатели конструктивно просты, обладают хорошими диапозонными свойствами, пропускают значительные мощности и поэтому наиболее широко используются в зеркальных антеннах. Их основным недостатком является сравнительно большое затенение раскрыва зеркала как самим рупором, так и поддерживающей его системой крепления и питающим волноводом.

Рассмотренные выше типы облучателей используются в зеркальных антеннах с зеркалом в виде параболоида вращения. Для зеркальных антенн в виде параболических цилиндров требуются линейные облучатели с длиной, равной длине образующей зеркала. В качестве линейных облучателей могут использоваться волноводно-щелевые и вибраторные решетки излучателей, а также секториальные рупоры. Довольно часто в качестве линейного облучателя используется сегментно-параболический облучатель (рис. 7.14), представляющий собой две параллельные металлические пластины, расположенные на расстоянии, равном размеру одной из стенок волновода. С одной стороны пластины образуют плоский раскрыв, с другой стороны между пластинами расположен отражатель параболического профиля. В фокусе параболы, находящемся в плоском раскрыве, расположен открытый конец прямоугольного волновода. После отражения от параболического профиля в раскрыве облучателя формируется синфазное поле.



**Рисунок 7.14 – Сегментно – параболический облучатель**

#### 7.4 Характеристики направленности зеркальных антенн

**Диаграмма направленности зеркальной антенны.** Зеркальные антенны относятся к классу апертурных антенн с плоским синфазным излучающим раскрывом. Поэтому **диаграмму направленности зеркальной антенны можно рассчитать методами, представленными в гл. 6.** Для этого необходимо знать **распределение поля в раскрыве зеркала.** В приближении геометрической оптики амплитуда электрического поля  $E_S(M)$  в произвольной точке  $M$  лежащей в плоскости  $xOy$  на раскрыве зеркальной антенны (рис. 7.15) пропорциональна диаграмме направленности облучателя и обратно пропорциональна величине  $\rho^n$  ( $\rho$  - расстояние от фокуса до точки  $M$ ):

$$E_S(M') = AF_{\text{ОБЛ}}(\psi) \frac{1}{\rho^n}. \quad (7.26)$$

Здесь  $A$  - некоторая константа;  $n = 1$  для зеркальной антенны с параболоидом вращения и  $n = 0,5$  для параболического цилиндра.

Подставляя в выражение (7.26) соотношение для  $\rho(\psi)$  из (7.24) получаем

$$E_S(M') = \frac{A}{f^n} \left( \frac{1 + \cos \psi}{2} \right)^n F_{\text{ОБЛ}}(\psi). \quad (7.27)$$

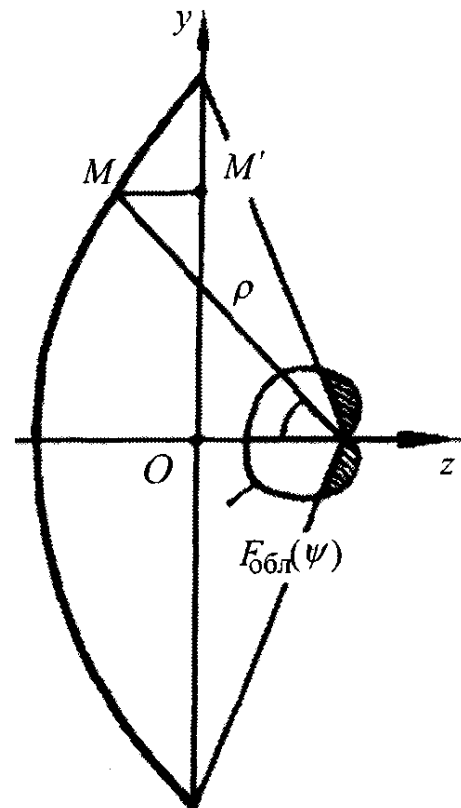
Координата  $y$  точки  $M'$  и угол  $\psi$  связаны между собой соотношением

$$\sin \psi = \frac{y}{\rho} = \frac{y(1 + \cos \psi)}{2f}. \quad (7.28)$$

Из уравнения (7.28) для каждого значения  $y$  определяется угол  $\psi_y$ . Подставляя  $\psi_y$  в (7.27), получаем окончательное выражение для амплитудного распределения в раскрыве зеркальной антенны:

$$E_S(y) = \frac{A}{f^n} \left( \frac{1 + \cos \psi_y}{2} \right)^2 F_{\text{ОБЛ}}(\psi_y). \quad (7.29)$$

Для зеркал в виде параболоида вращения соотношение (7.29) справедливо при  $n = 1$  для любой плоскости, проходящей через ось параболоида, при этом вместо координаты  $y$  в (7.29) надо подставить расстояние  $r$  от точки  $M'$  до оси параболоида. Для параболического цилиндра амплитудное распределение в его раскрыве  $E_S$  можно представить в виде произведения:



**Рисунок 7.15 – к определению амплитудного распределения в раскрыве зеркала**

$$E_s(x, y) = E_s(x)E_s(y), \quad (7.30)$$

где  $E_s(y)$  находится из (7.29) при  $n = 0,5$ , а  $E_s(x)$  совпадает с амплитудным распределением вдоль линейного облучателя.

Основная поляризация поля в раскрыве зеркальной антенны совпадает с поляризацией облучателя. Появляющаяся в раскрыве зеркальной антенны паразитная (кросспо - ляризационная) составляющая, как правило, невелика, поэтому в рамках метода геометрической оптики не учитывается.

Найденное по формулам (7.29), (7.30) амплитудное распределение аппроксимируется затем одной из подходящих функций для прямоугольного раскрыва [1] или функцией (7.26) для круглого раскрыва, и в соответствии с данными табл. 7.1 рассчитывается множитель направленности зеркальной антенны. Диаграмма направленности элементарной площадки определяется соотношением (7.15).

Если приведенный в п. 6.2 набор аппроксимирующих функций оказывается непригодным, то расчет диаграммы направленности можно провести непосредственно по формуле (7.16) или (6.17) с дальнейшим применением аналитических или численных методов вычисления интегралов.

Заметим, что **наряду с апертурным методом используется и так называемый токовый метод** расчета поля зеркальных антенн. В соответствии с этим методом по магнитному полю облучателя  $\bar{H}_{ОБЛ}$ , используя соотношение

$$\bar{J}^e = -2[\bar{n}_0 \times \bar{H}_{ОБЛ}], \quad (7.31)$$

где  $\bar{n}_0$  - вектор единичной нормали к поверхности зеркала, находят плотность поверхностного тока  $\bar{J}_0$ , наводимого на зеркале, а затем по этому току находят поле излучения.

Токовый метод более точен, однако его применение связано с громоздкими вычислениями и, кроме того, он тоже не обеспечивает абсолютной точности, поскольку соотношение (7.31) само является приближенным и справедливо для зеркал большого электрического размера. В пределах главного лепестка диаграммы направленности и первых боковых оба метода дают приблизительно одинаковые результаты.

**Коэффициент усиления зеркальной антенны и его зависимость от ее геометрических размеров.** Основными геометрическими параметрами зеркальной антенны с зеркалом в виде параболоида вращения являются фокусное расстояние  $f$  диаметр зеркала  $2R_0$ , угол раскрыва зеркала  $2\psi_0$  и глубина зеркала  $h$  (рис. 7.10). Из этих параметров только два (обычно  $2R_0$  и  $f$ ) являются независимыми. Остальные определяются через них с помощью уравнения (7.24):

$$\psi_0 2 \operatorname{arcctg}(2f/R_0), \quad h = fg^2(\psi_0/2)$$

В зависимости от соотношения между  $R_0$  и  $f$  зеркальные антенны делятся на *длиннофокусные* ( $R_0 < 2f$  или  $\psi_0 < \pi/2$ ) и *короткофокусные* ( $R_0 > 2f$  или  $\psi_0 > \pi/2$ ).

Проанализируем влияние фокусного расстояния на распределение плотности поверхностных токов  $\bar{J}^e$  на внутренней части зеркала и коэффициент усиления  $G$  зеркальной антенны. На рис. 7.16 показаны примеры распределения токов, текущих по поверхности зеркала в случае короткофокусного и длиннофокусного зеркал. В качестве облучателя зеркальной антенны выбран вибратор с дисковым контррефлектором. Распределение тока построено в соответствии с формулой (7.31).

Как видно, в короткофокусном зеркале линии поверхностного тока существенно искривлены. Кроме того, имеются точки  $P$  (полюса), в окрестности

которых ток меняет направление. Положение полюсов на зеркале определяется направлениями нулевых значений диаграммы направленности облучателя. Для длиннофокусных зеркал линии тока искривлены

меньше, причем чем больше фокусное расстояние, тем меньше искривление линий тока.

Искривление линий тока в зеркальной антенне является вредным явлением, так как приводит к появлению кроссполяризационной составляющей в ее поле излучения.

В самом деле, раскладывая вектор тока  $\bar{J}^e$  на координатные составляющие  $J_x^e, J_y^e, J_z^e$ , нетрудно понять, что поле основной поляризации в направлении оси антенны создается только составляющей тока  $J_y^e$ . Хотя составляющая тока  $J_z^e$  и излучает поле основной поляризации, уровень этого излучения заметен лишь в области боковых лепестков. Составляющая же тока  $J_x^e$  излучает

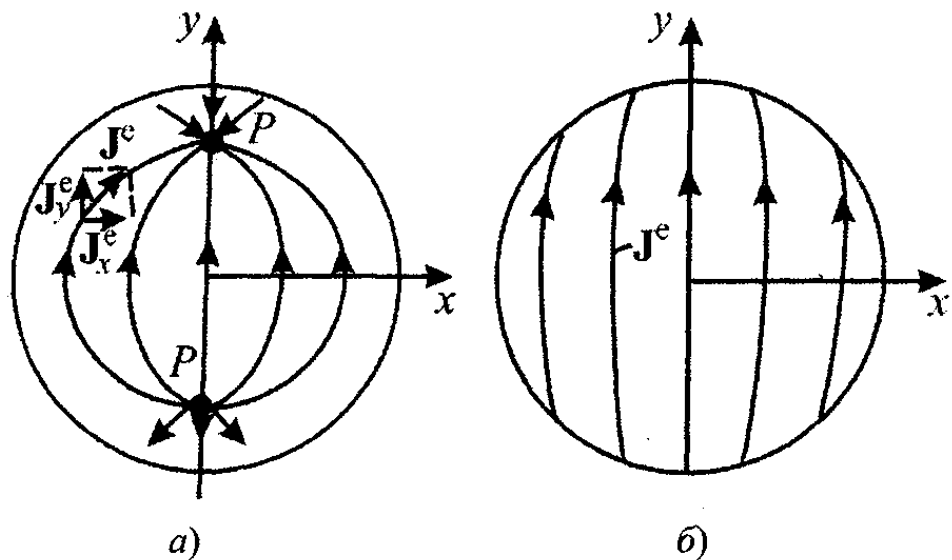


Рисунок 7.16 – Распределение токов  $\bar{J}^e$  на поверхности параболического зеркала: а) – зеркало короткофокусное; б) – зеркало длиннофокусное

поле паразитной поляризации. Так как направление  $J_x^e$  в соседних квадратах зеркала противоположно, в главных плоскостях  $zOx$  и  $zOy$  поле, излучаемое током  $J_x^e$ , равно нулю. Максимального значения кроссполяризация достигают в диагональных плоскостях.

Наличие на зеркале полюсов приводит к возрастанию кроссполяризации составляющей и к ослаблению поля излучения основной поляризации, так как за полюсами составляющая тока оказывается противофазной по сравнению с этой же составляющей между полюсами.

Таким образом, в короткофокусных зеркальных антеннах возникают дополнительные потери в коэффициенте усиления, связанные с рассеянием части мощности на кроссполяризованное излучение и ослаблением поля основной поляризации из-за наличия противофазных составляющих тока  $J_y^e$ . В длиннофокусных антеннах эти явления проявляются менее заметно, поэтому **на практике чаще используются длиннофокусные зеркальные антенны**. Если же габаритные ограничения вынуждают использовать короткофокусные зеркала, то для ослабления неприятных явлений в таких зеркалах делают вырезы вредных зон, расположенных вокруг полюсов.

Коэффициент усиления  $G$  апертурной антенны в соответствии с соотношениями (6.30) определяется по формуле

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a \eta, \quad (7.32)$$

где  $\eta$  - коэффициент полезного действия антенны.

Основными источниками потерь в длиннофокусной зеркальной антенне являются потери на рассеивание части мощности облучателя мимо зеркала (заштрихованная часть на рис. 7.15). Обозначая через  $P_{\Sigma ОБЛ}$ ,  $P_{\Sigma ЗЕР}$  соответственно полную мощность излучения облучателя и мощность излучения облучателя, попадающую на зеркало, и учитывая, что поток мощности пропорционален квадрату амплитудной диаграммы направленности, получаем

$$\eta = \frac{P_{\Sigma ЗЕР}}{P_{\Sigma ОБЛ}} = \frac{\int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} E_{ОБЛ}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} E_{ОБЛ}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}, \quad (7.33)$$

где  $E_{ОБЛ}^2(\psi, \varphi)$  - двумерная диаграмма направленности облучателя.

Если диаграмма направленности облучателя симметрична относительно оси антенны и может быть аппроксимирована функцией вида

$$E_{ОБЛ}^2(\psi, \varphi) = \begin{cases} \cos^n \psi, & 0 \leq \psi \leq \pi/2, \\ 0, & \pi/2 \leq \psi \leq \pi. \end{cases} \quad (7.34)$$

где  $n$  - любое положительное число, то после подстановки (7.34) в (7.33) получаем



$$\eta = 1 - \cos^{2n+1} \psi_0. \quad (7.35)$$

График зависимости  $\eta$  от  $\psi_0$ , рассчитанный по формуле (16.34) при  $n = 1$ , представлен на рис. 7.17. Качественная зависимость  $\eta$  от  $\psi_0$  остается неизменной и при других формах диаграммы направленности облучателя.

Коэффициент использования поверхности раскрыва зеркальной антенны  $\nu$  полностью определяется характером амплитудного распределения поля в раскрыве зеркала. С увеличением  $\psi_0$  увеличивается спадание амплитудного распределения к краям зеркала и поэтому  $\nu$  уменьшается с увеличением  $\psi_0$ . На рис. 7.17 показана характерная качественная зависимость  $\nu$  от  $\psi_0$  для зеркальных антенн. Там же приведен график зависимости  $g = \eta\nu$  от  $\psi_0$ . Параметр  $g$  называется **эффективностью зеркальной антенны** и связан с ее коэффициентом усиления соотношением

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a g. \quad (7.36)$$

Как следует из рис. 7.17, существует оптимальный угол раскрыва  $\psi_{0\text{ОПТ}}$ , при котором эффективность, а следовательно, коэффициент усиления зеркальной антенны максимальны.

Эффективность зеркальной антенны зависит только от диаграммы направленности облучателя и угла раскрыва зеркала  $2\psi_0$ :

$$g = \frac{\text{ctg}^2 \frac{\psi_0}{2} \left| \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{ОБЛ}}(\psi, \varphi) \text{tg} \frac{\psi}{2} d\psi d\varphi \right|^2}{\pi \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{ОБЛ}}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}. \quad (7.37)$$

График зависимости  $g$  от  $\psi_0$  для частного случая диаграммы облучателя, представляемой в форме (7.34), показан на рис. 7.18. Для наиболее употребляемых на практике облучателей параметр аппроксимации  $n$  в выражении (7.34)

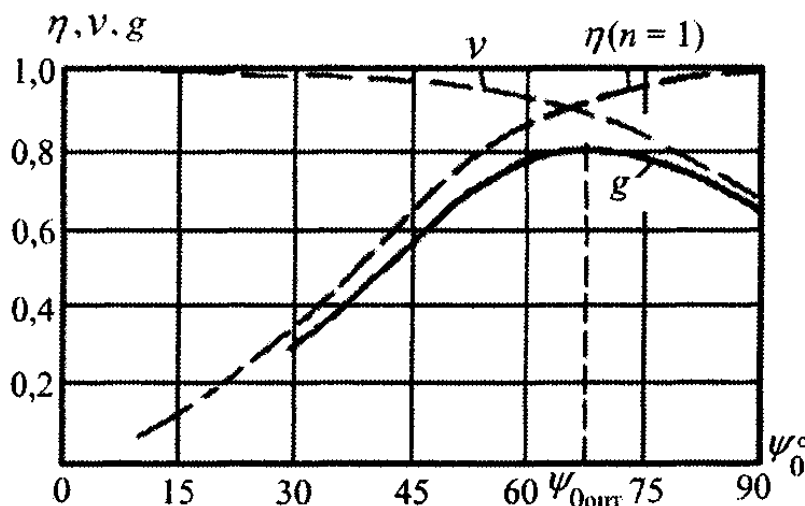


Рисунок 7.17 - Зависимость коэффициента полезного действия  $\eta$ , коэффициента использования поверхности  $\nu$  и эффективности  $g$  зеркальной антенны от угла раскрыва  $\psi_0$

лежит в интервале 1-2. При этом оптимальный угол раскрыва  $\psi_{0\text{ОПТ}}$  лежит в интервале  $55 - 65^\circ$ . Оптимальное фокусное расстояние  $f_{\text{ОПТ}}$  выражается через  $\psi_{0\text{ОПТ}}$  и диаметр раскрыва  $2R_0$ :

$$f_{\text{ОПТ}} = \frac{R_0}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi_{0\text{ОПТ}}}{2}. \quad (7.38)$$

Уровень ослабления поля на краю зеркала при  $f = f_{\text{ОПТ}}$  составляет - 7,5.. -8 дБ по сравнению с полем в центре раскрыва зеркала. Максимальная эффективность  $g_{\text{max}}$  достигает 0,82 (рис.7.18). На практике затенение облучателя и системы крепления, кроссполяризационные потери и ряд других эффектов приводят к уменьшению эффективности до 0,4-0,8.

### 7.5 Точность изготовления зеркальных антенн. Предельный коэффициент усиления зеркальных антенн

Технические допуски на точность изготовления зеркальных антенн определяются допустимой величиной отклонения фазового фронта в раскрыве зеркала от синфазного. Источниками фазовых ошибок в раскрыве зеркальной антенны могут быть:

- 1) отклонение формы зеркала от расчетной;
- 2) смещение фазового центра облучателя из фокуса параболоида;
- 3) отклонение волнового фронта поля облучателя от сферического.

Выясним допуск на точность изготовления зеркальных антенн. На рис. 7.20,а) показано отклонение реального профиля зеркала 1 от расчетного 2 на величину  $\Delta\rho$ . Фазовая ошибка, возникающая в раскрыве зеркала,

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta\rho + \Delta\rho \cos\psi). \quad (7.39)$$

Потребовав, чтобы  $\Delta\psi$  не превышала  $\pi/4$  (при этом в соответствии с результатами п. 6.15 искажения диаграммы направленности будут незначительны), из (7.39) получим следующий допуск на точность изготовления зеркала:

$$\Delta\rho \leq \frac{\lambda}{8(1 + \cos\psi)}. \quad (7.40)$$

Максимальная точность выполнения профиля зеркала должна быть у вершины:

$$\Delta\rho \leq \lambda/16 \quad (7.41)$$

На рис. 7.20,б) показано смещение из фокуса фазового центра облучателя вдоль оси параболоида в точку  $F'$ . Возникающая в раскрыве ошибка

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\rho (1 - \cos\psi_0). \quad (7.42)$$

Полагая опять  $\Delta\psi \leq \pi/4$  из (7.42), получаем допустимое смещение облучателя из фокуса:

$$\Delta\rho \leq \frac{\lambda}{8(1 - \cos\psi_0)}. \quad (7.43)$$

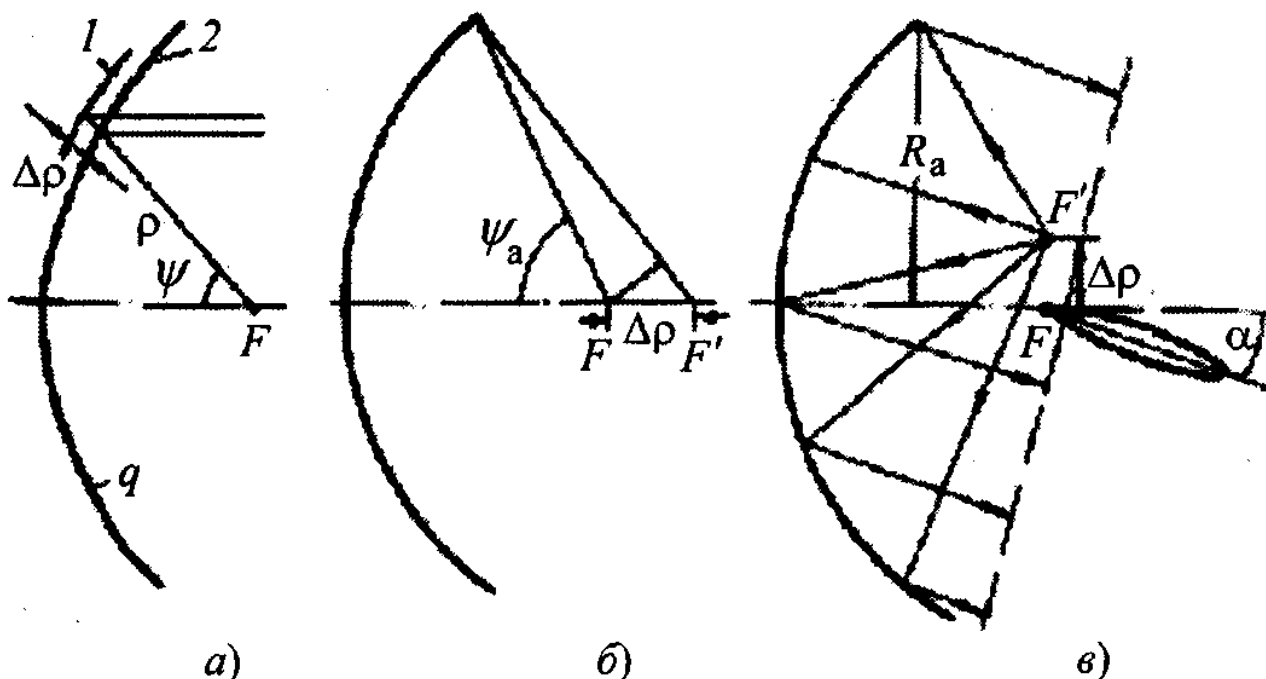


Рисунок 7.20 - К вопросу точности изготовления зеркальных антенн

Заметим, что при смещении облучателя вдоль оси параболоида фазовая ошибка в раскрыве зеркала имеет квадратичный характер, поэтому направление основного лепестка диаграммы направленности остается неизменным, увеличивается лишь его ширина и возрастает уровень бокового излучения.

При небольшом смещении облучателя в направлении, перпендикулярном оси параболоида, в раскрыве антенны появляется линейная фазовая ошибка, что приводит к отклонению диаграммы направленности зеркальной антенны от оси  $z$  на угол

$$\alpha \approx \arcsin \frac{\Delta\rho}{R_0} \quad (7.44)$$

в сторону, противоположную смещению облучателя (рис. 7.20, в). Форма диаграммы направленности при этом не меняется, если  $a < 20^{\circ}_{0,7}$ , где  $20^{\circ}_{0,7}$  - ширина диаграммы направленности антенны при несмещенном облучателе.

Явление отклонения максимума диаграммы направленности при смещении облучателя широко используются в радиолокации для создания равносигнального направления.

Остановимся на вопросе о предельном коэффициенте усиления зеркальных антенн. Как следует из выражения (17.35), в зеркальных антеннах с иде-

ально точным параболическим зеркалом не существует ограничений по коэффициенту усиления. С увеличением раскрыва зеркала пропорционально площади раскрыва растет коэффициент усиления  $G$ . Однако при практической реализации зеркало всегда выполняется с некоторыми погрешностями. Отклонение  $\Delta\rho$  профиля реального зеркала от идеального при правильно организованном технологическом процессе обычно имеет случайный характер. Максимальная величина случайной ошибки определяется уровнем технологии и для зеркальных антенн с вероятностью 99% может быть определена следующим образом:

$$\Delta\rho_{\max} \approx 10^{-n} 2R_0, \quad (7.45)$$

где  $n \approx 3$  для обычного серийного производства;  $n = 4 \dots 5$  - при специальной более совершенной технологии.

Можно считать, что отклонение профиля  $\Delta\rho$  подчиняется нормальному закону распределения с нулевым средним значением и дисперсией  $\Delta\bar{\rho}^2$ . При этом расчеты показывают, что с вероятностью 99% отклонение  $\Delta\rho$  не превышает  $2,6\sqrt{(\Delta\bar{\rho})^2}$ , т.е.

$$\Delta\rho_{\max} = 2,6\sqrt{(\Delta\bar{\rho})^2}. \quad (7.46)$$

В соответствии с формулами (7.39), (7.45), (7.46) дисперсия фазовой ошибки в раскрыве зеркала, обязанная случайному характеру  $\Delta\rho$ ,

$$\sigma^2 = \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (1 + \cos\psi) \right]^2 \approx 23,5 \cdot 10^{-2n} \left( \frac{2R_0}{\lambda} \right)^2. \quad (7.47)$$

С учетом соотношений (7.35) и (7.42) коэффициент усиления зеркальной антенны

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a g e^{-\sigma^2}, \quad (7.48)$$

где  $\sigma^2$  определяется выражением (7.47).

Анализ формул (7.47), (7.48) показывает, что с увеличением радиуса зеркала возрастают случайные фазовые ошибки, что в конечном счете приводит к замедлению роста КУ при увеличении  $R_0$ , однако при увеличении  $R_0$  сверх некоторого значения  $R_{0\max}$  КУ антенны практически не увеличивается. Величина  $R_{0\max}$  зависит от уровня технологии:

$$R_{0\max} \approx 0,2 \cdot 10^n \lambda, \quad (7.49)$$

где параметр  $n$  имеет тот же смысл, что и в формуле (7.45).

## 16.7. Специальные типы зеркальных антенн. Применение зеркальных антенн

*Зеркальная антенна с косекансной диаграммой направленности* используется для равномерного облучения целей, находящихся на различных наклон-

ных дальностях  $r$ , но на одинаковой высоте от земли  $h$  (рис. 7.21). Напряженность поля, создаваемого антенной с диаграммой  $F(\Theta)$  у цели,

$$E = \frac{A}{r} F(\Theta) = \frac{A \sin \Theta}{h} F(\Theta),$$

где  $A$  - постоянный коэффициент;  $r$  - наклонная дальность;  $h$  - высота цели.

Эта напряженность не должна меняться с изменением угла  $\Theta$  (при  $h = \text{const}$ ), для этого необходимо, чтобы

$$F(\Theta) = \frac{A_1}{\sin \Theta} A_1 \operatorname{cosec} \Theta, \quad (7.50)$$

где  $A_1$  - некоторый нормирующий множитель.

Диаграмму (7.50) называют *косекансной*. Такая диаграмма может быть приближенно создана лишь в ограниченном секторе углов  $\Theta_1 \leq \Theta \leq \Theta_2$ , где  $\Theta_1 = 3 \dots 10^\circ$ ,  $\Theta_2 = 70 \dots 80^\circ$

В зеркальных антеннах наиболее широко используемыми способами формирования косекансной диаграммы направленности

в вертикальной плоскости является установка специального козырькового отражателя в параболоидах вращения или за счет выбора профиля зеркала в цилиндрических зеркальных антеннах (рис. 7.22, а, б). В обоих случаях принцип формирования косекансной диаграммы направленности заключается в выборе

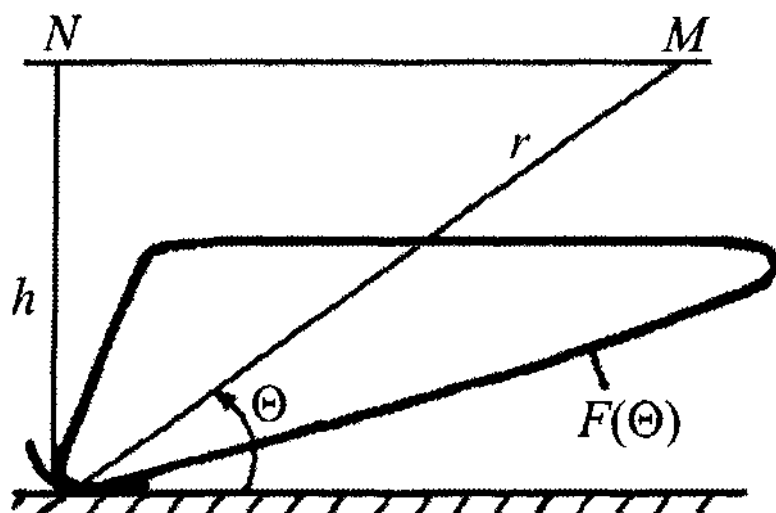


Рисунок 7.21 – К вопросу формирования косекансной диаграммы направленности

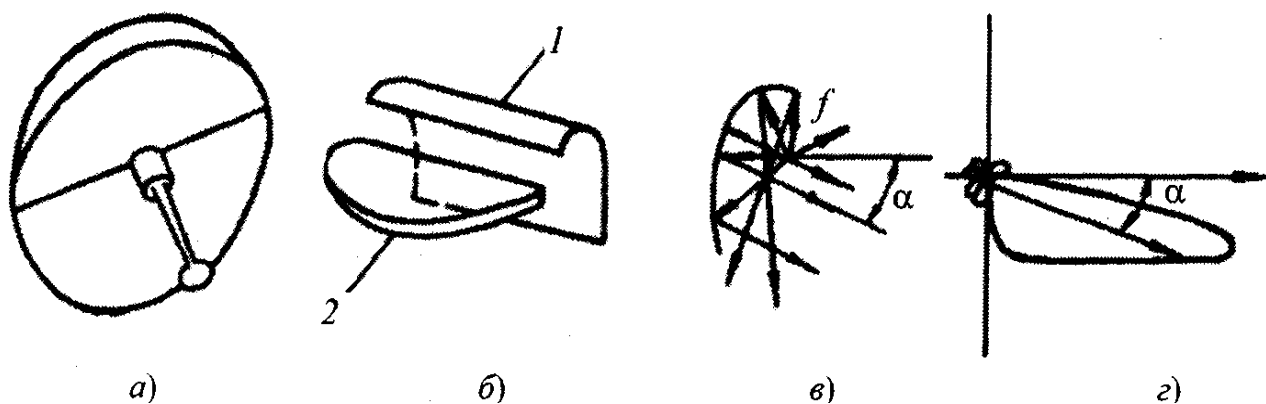


Рисунок 7.22 – Зеркальные антенны с косекансной диаграммой направленности

такой формы отражателя, чтобы лучи, близкие к горизонтальной оси антенны, выходили из отражателя параллельным пучком, а удаленные от нее - расходя-

щимся пучком (рис.7.22,в). При этом формируется косекансная диаграмма направленности, показанная на рис. 16.22,з). Существуют и другие способы формирования косекансной диаграммы.

**Зеркальные антенны со сферическим рефлектором** используются для формирования остронаправленной диаграммы направленности и управления положением ее максимума в широком угловом секторе без изменения формы диаграммы направленности. Принцип действия таких антенн поясняет рис. 7.23. Оказывается, что часть поверхности сферического отражателя (в пределах  $2\psi_0 \approx 30...45^\circ$ ) практически совпадает с поверхностью параболоида вращения (показана пунктиром на рис. 7.23), фокус которого  $F$  удален от центра сферы на расстояние  $R/2$ , равное половине радиуса сферы. Поэтому, если в точке  $F$  поместить облучатель с мощностью излучения, сосредоточенной в основном в пределах угла  $2\psi_0$ , то сферический отражатель будет преобразовывать сферическую волну облучателя в плоскую. **Перемещая облучатель по поверхности фокальной сферы радиуса  $R/2$ , можно отклонять максимум диаграммы направленности в широких пределах.**

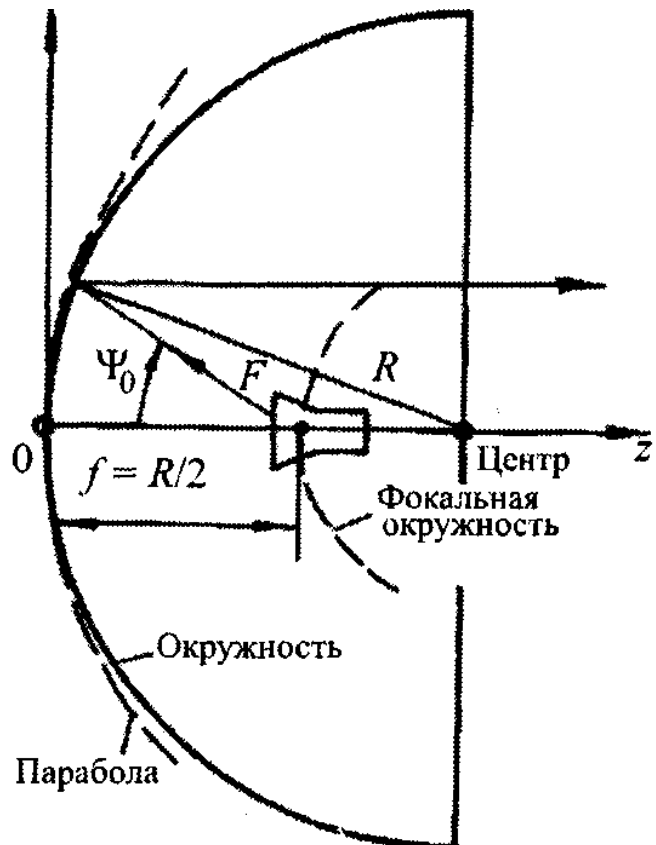


Рисунок 7.23 – Зеркальная антенна со сферическим рефлектором

**Двухзеркальные антенны** состоят из облучателя, основного (большого) параболической формы и вспомогательного (маленького) зеркала, в качестве которого наиболее широко на практике используется зеркало в виде гиперboloида вращения. Такая двух - зеркальная антенна называется **антенной Кассегрена** (рис. 7.24). Один из фокусов вспомогательного гиперболического зеркала  $2$  совмещается с фокусом главного зеркала  $F$ . Фазовый центр облучателя  $3$  располагается во втором фокусе  $F_2$  гиперболического зеркала. При таком расположении лучи, выходящие из облучателя, отражаются от малого зеркала таким образом, что они как бы исходят из фокуса  $F_1$ , поэтому после отражения от основного зеркала лучи идут параллельно.

**Антенна Кассегрена** обладает рядом преимуществ перед однозеркальной антенной. В ней можно разместить основную часть конструкции облучателя за зеркалом и свести к минимуму длину фидерного тракта, разместив приемник непосредственно за облучателем. Все это позволяет существенно

уменьшить шумовую температуру зеркальной антенны и ее фидерного тракта. Кроме того, за счет появляющейся возможности по оптимизации облучателя и малого зеркала удастся повысить эффективность  $g$  двухзеркальной антенны до 0,8 - 0,85.

Зеркальные антенны широко используются во многих радиотехнических системах СВЧ - диапазона волн в радиолокации и радионавигации, телеметрии и радиоуправлении, радиосвязи и радиоастрономии. Столь широкое применение зеркальных антенн объясняется простотой и надежностью конструкции, их относительной дешевизной (исключая большие зеркала для радиоастрономии и космической связи), возможностью получения высоких характеристик направленности (большой КУ, малая ширина луча, хорошие диапазонные свойства и др.).

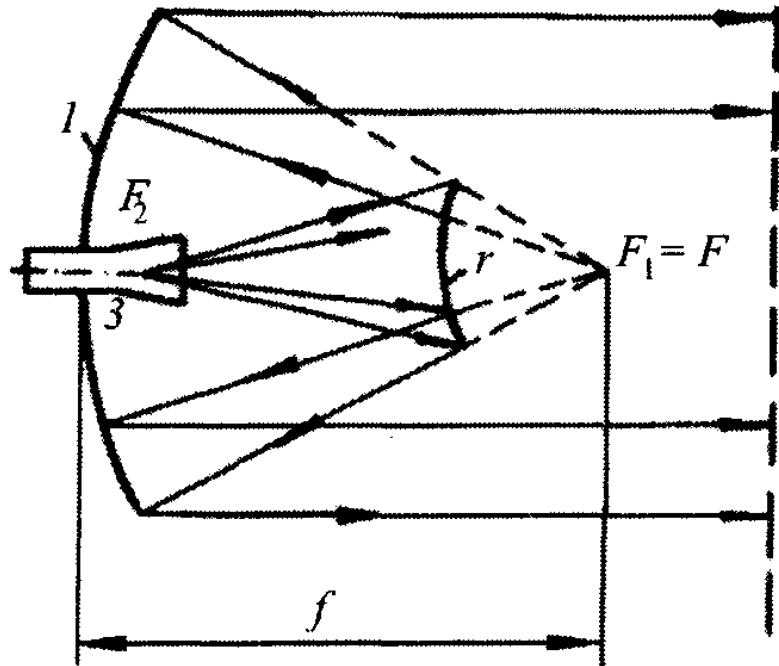


Рисунок 7.24 – Двухзеркальная антенна Кассегрена

## 8 СВЧ – АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

### 8.1 Диэлектрические стержневые антенны

Антенны бегущей волны, реализующие режим осевого излучения, являются антеннами поверхностных волн. Поверхностные волны возникают на границах раздела сред с различными электрическими параметрами, фазовая скорость в одной из которых меньше, чем в другой. Одной из таких сред в антенной технике обычно является воздух, а другой - среда, в которой распространяются замедленные электромагнитные волны ( $v_\phi < c$ ). При этом амплитуда волны медленно затухает в продольном направлении и быстро убывает (по экспоненциальному закону) при удалении от границы раздела сред по направлению нормали.

Хорошо изучены и находят применение поверхностные волны, распространяющиеся вдоль круглой цилиндрической и плоской поверхностей раздела сред.

Рассмотрим *стержневые антенны поверхностных волн*, в которых волны «направляются» вдоль прямолинейного стержня  $l$  круглого или прямоугольного поперечного сечения длиной несколько  $\lambda$  и возбуждаются отрезком круглого 2 или прямоугольного металлического волновода (рис. 8.1). В свою очередь, отрезки волноводов могут быть возбуждены несимметричным вибратором 3, соединенным с внутренним проводником коаксиальной линии 4.

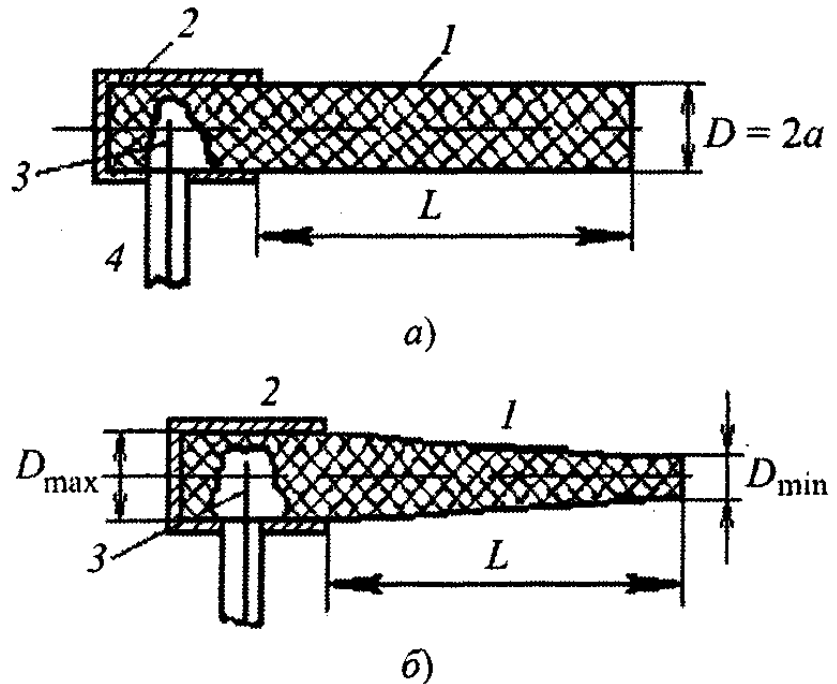


Рисунок 8.1 – Диэлектрические стержневые антенны:

а) – цилиндрическая; б) - коническая

картина поля которой в поперечном и продольном сечениях стержня цилиндрической формы показана на рис. 8.2.

Фазовая скорость распространения волны  $v_\phi$  вдоль стержня и отношение мощностей, переносимых внутри и вне стержня  $P_i/P_a$ , являются функциями его относительного радиуса  $a/\lambda$  и диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$ .

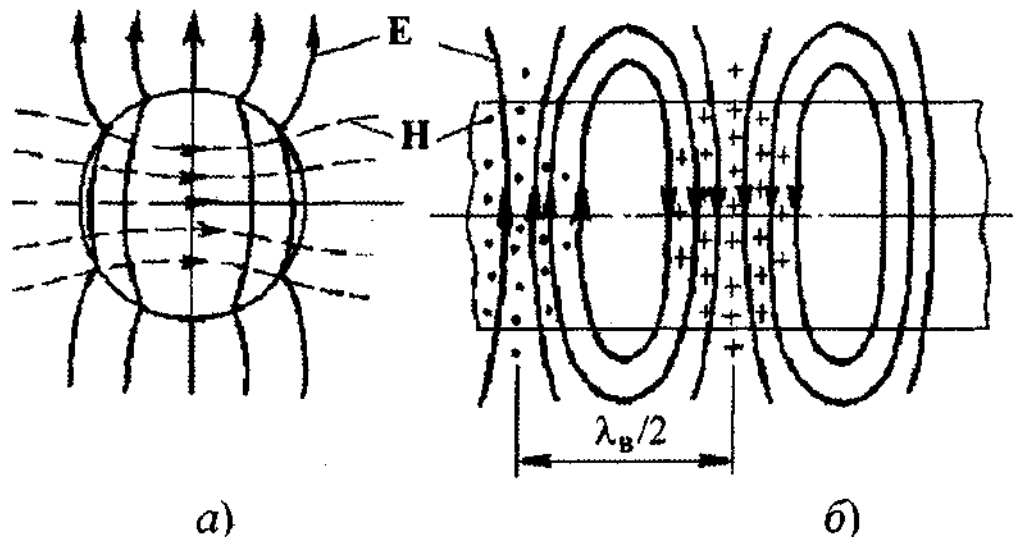
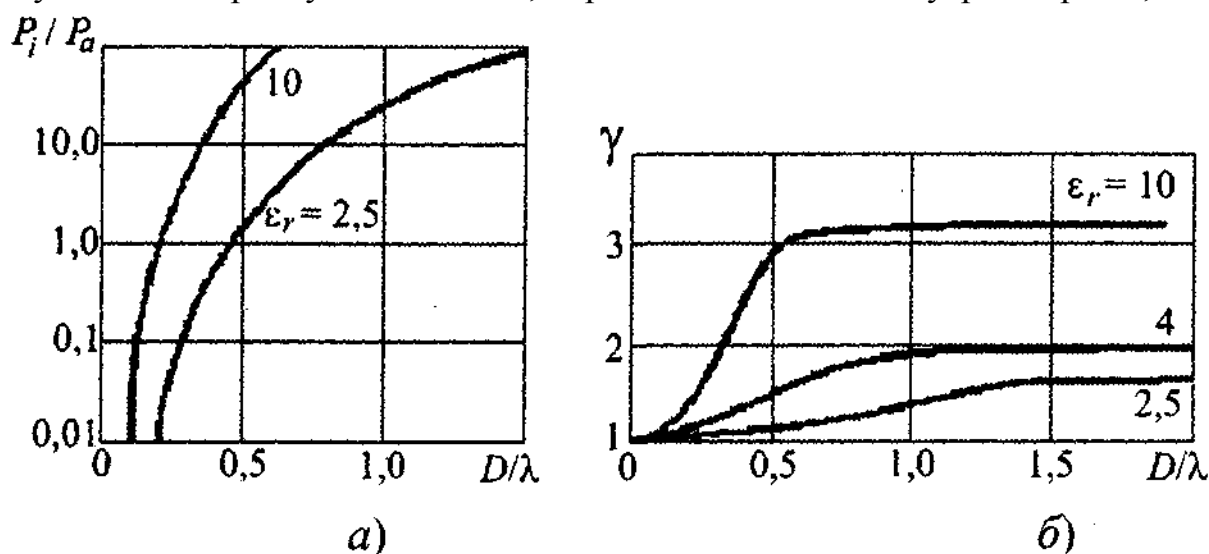


Рисунок 8.2 – Структура поля  $HE_{11}$  в поперечном и продольном сечениях круглого диэлектрического стержня



При увеличении радиуса мощность, переносимая волной внутри стержня, воз-



**Рисунок 8.3 – Зависимость мощностей, переносимых волной  $HE_{11}$  внутри и вне стержня (а), и замедления этой волны (б) от относительного диаметра стержневой антенны**

растает, причем при данном его радиусе она тем больше, чем выше диэлектрическая проницаемость материала антенн (рис. 8.3,а). Фазовая скорость волны при этом уменьшается, приближаясь к скорости в безграничной среде с диэлектрической проницаемостью стержня (рис. 8.3,б).

Распространяющиеся в стержне волны вызывают поляризацию диэлектрика вдоль силовых линий электрического поля (т.е. в поперечных плоскостях стержня). **Возникающие поляризационные токи (токи смещения) могут рассматриваться как элементарные излучатели, распределение амплитуд которых в первом приближении вдоль оси антенны можно считать постоянным, а фазы - меняющимся по линейному закону.**

Распределение поляризационных токов в поперечном сечении стержня (диске) совпадает с амплитудно-фазовым распределением вектора  $\vec{E}$  электрического поля внутри стержня в данном сечении.

Поле излучения антенны определяется суммой полей всех элементарных источников и, как для антенны бегущей волны, описывается выражением

$$F(\Theta) = F_1(\Theta) \cdot F_N(\Theta),$$

где  $F_1(\Theta) \approx J_0(ka \sin \Theta)$  - ДН одиночного поперечного излучающего элемента (диска);

$F_N(\Theta) = \frac{\sin[kL(\cos \Theta - \gamma)/2]}{kL(\cos \Theta - \gamma)/2}$  - нормированный множитель направленности

антенны бегущей волны;  $J_0$  - функция Бесселя нулевого порядка;  $a$  - радиус стержня;  $L$  - длина стержня.

Множитель  $F_1(\Theta)$  с изменением угла  $\Theta$  меняется незначительно, и результирующая ДН для не очень коротких стержней ( $L \geq 3\lambda$ ) практически целиком определяется множителем  $F_N(\Theta)$ .

На конце диэлектрической антенны из цилиндрического стержня (рис. 8.1,а) возникают отраженные волны, увеличивающие уровень боковых лепестков. Для уменьшения отражений от конца и соответственно снижения уровня бокового излучения и реализации режима, близкого к бегущей волне, применяются диэлектрические стержни конической формы (рис. 8.1,б).

Максимальный диаметр стержня  $D_{\max}$  выбирают из условия существования в круглом запитывающем волноводе, заполненном диэлектриком, только волны основного типа  $HE_{11}$ , а минимальный диаметр  $D_{\min}$  - из условия уменьшения отражений от конца стержня.

Для определения оптимальных значений максимального и минимального диаметров конических стержней могут быть использованы следующие формулы, полученные на основании опытных данных:

$$D_{\max} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi(\varepsilon_r - 1)}}, \quad D_{\min} = \frac{\lambda}{\sqrt{2,5 \cdot \pi(\varepsilon_r - 1)}}.$$

Расчет ДН антенны с коническим стержнем проводится так же, как и для антенны с цилиндрическим стержнем, при условии замены конического стержня цилиндрическим среднего радиуса  $a = (D_{\max} + D_{\min})/2$ . Между длиной стержня  $L$  и замедлением  $\gamma$  существует оптимальное соотношение ( $L_{\text{ОПТ}} \approx \lambda/[2(\gamma - 1)]$ ). Коэффициент направленного действия оптимальной диэлектрической стержневой антенны определяется по формуле ( $D_{\text{ОПТ}} \approx 7,2L/\lambda$ ), а ширина ДН - по формуле ( $2\Theta_{0,7}^{\text{ОПТ}} = 60,6^\circ \sqrt{\lambda/L}$ ).

Обычно длина стержня  $L$  лежит в пределах  $(3 - 7)\lambda$ , а диаметр составляет  $(0,5 - 0,3)\lambda$  при относительной диэлектрической проницаемости стержня  $\varepsilon_r = 2 \dots 5$ . Если длина стержня незначительно превышает оптимальную, то основной лепесток ДН сужается, но быстро растет уровень боковых лепестков. Дальнейшее увеличение длины антенны может привести к раздвоению основного лепестка антенны.

Одиночные стержневые антенны в зависимости от размеров имеют ширину ДН  $2\Theta_{0,7} \geq 15 \dots 25^\circ$ . Для получения более узких ДН и повышения КНД применяют антенные решетки стержневых антенн. Диаграмма направленности в этом случае при равномерном возбуждении решетки определяется перемножением ДН одиночного стержня и множителя решетки.

В табл. 8.1 приведены характеристики ряда диэлектриков, которые могут быть использованы для изготовления диэлектрических стержневых антенн..

**Таблица 8.1**

Наименование диэлектрика	$\lambda = 30$ см		$\lambda = 10$ см		$\lambda = 3$ см		$\lambda = 0,5$ мм	
	$\varepsilon_r$	$tg\delta$	$\varepsilon_r$	$tg\delta$	$\varepsilon_r$	$tg\delta$	$\varepsilon_r$	$tg\delta$
Плексиглас	-	-	-	-	2,61	$8 \cdot 10^{-3}$	2,5	$4,7 \cdot 10^{-2}$
Полистирол	2,55	$0,45 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,5 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,7 \cdot 10^{-3}$	-	$5 \cdot 10^{-3}$
Кварц плав- ленный	3,80	-	3,80	$1,0 \cdot 10^{-4}$	3,80	$1,7 \cdot 10^{-4}$	3,64	$4 \cdot 10^{-3}$
Полиэтилен	2,28	$0,4 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,4 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,5 \cdot 10^{-3}$	-	-
Фторопласт- 4	2,0	$2 \cdot 10^{-4}$	-	-	2,08	$3,7 \cdot 10^{-4}$	-	$2 \cdot 10^{-3}$
Керамика стеатитовая	5,5	$1,5 \cdot 10^{-3}$	5,2	-	5,2	$3 \cdot 10^{-3}$	-	-
Керамика форетарито- вая	5,8	$5 \cdot 10^{-4}$	5,8	-	5,8	$10 \cdot 10^{-4}$	-	-
Стекло С49- 2 (ЗС-5К)	-	-	-	-	5,2	$9 \cdot 10^{-3}$	5,3	0,122

## 8.2 Спиральные антенны

Среди различных типов антенн бегущей волны важное место занимают спиральные антенны эллиптической и управляемой поляризации поля излучения.

По виду замедляющей системы (направителя) спиральные антенны раз-

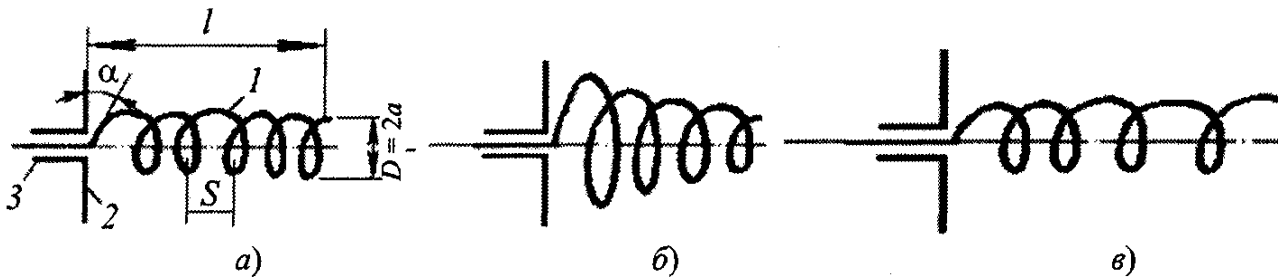


Рисунок 8.4 – Спиральные антенны:

*a)* – цилиндрическая регулярная; *б, в)* – нерегулярные (соответственно коническая с постоянным шагом намотки и цилиндрическая с переменным шагом)

деляются на: **цилиндрические регулярные** (рис. 8.4,*a*), геометрические параметры которых (шаг  $S$ , радиус намотки  $a$ , длина витка спирали  $L$ , угол подъема витка  $\alpha$ , диаметр провода) постоянны по длине антенны  $l$ , и **нерегулярные** (рис. 17.4,*б,в*).

Спиральная антенна (рис. 8.4,*a*) представляет собой намотанную из провода (ленты) цилиндрическую спираль  $I$  длиной несколько  $\lambda$ , один конец которой свободен, а другой соединяется с внутренним проводником коаксиальной линии 3. Внешний проводник коаксиальной линии присоединяется к металлическому диску (экрану) 2, служащему для ослабления обратного излучения антенны.

По числу заходов  $M$  (ветвей) и способу их намотки спиральные антенны могут быть одно- и многозаходными с односторонней (рис. 8.5,*a*) или двусторонней (встречной) намоткой (рис. 8.5,*б*).

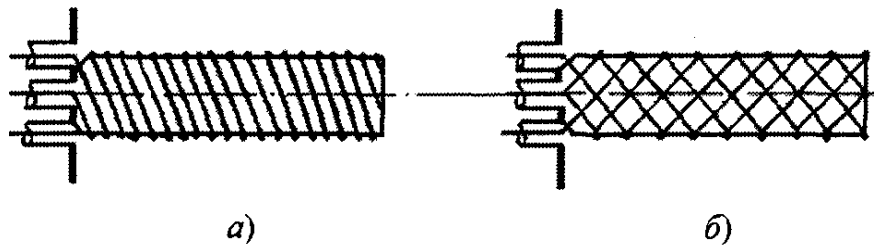


Рисунок 8.5 – Цилиндрические регулярные спиральные антенны

В ряде случаев для увеличения жесткости конструкции намотка спирали осуществляется на диэлектрическом каркасе [1,2], что одновременно приводит к дополнительному замедлению фазовой скорости волны в антенне.

Строгое решение электродинамической задачи для спирали как излучающей системы показывает, что в ней может распространяться **система волн  $T_n$ , называемых собственными**. В зависимости от отношения диаметра спирали к длине волны в собственной волне  $T_n$  может резонировать та или иная азимутальная пространственная гармоника. Индекс « $n$ » резонирующей пространственной гармоники и определяет характер излучения спиральной антенны (диаграмму направленности, поляризационные и фазовые характеристики).

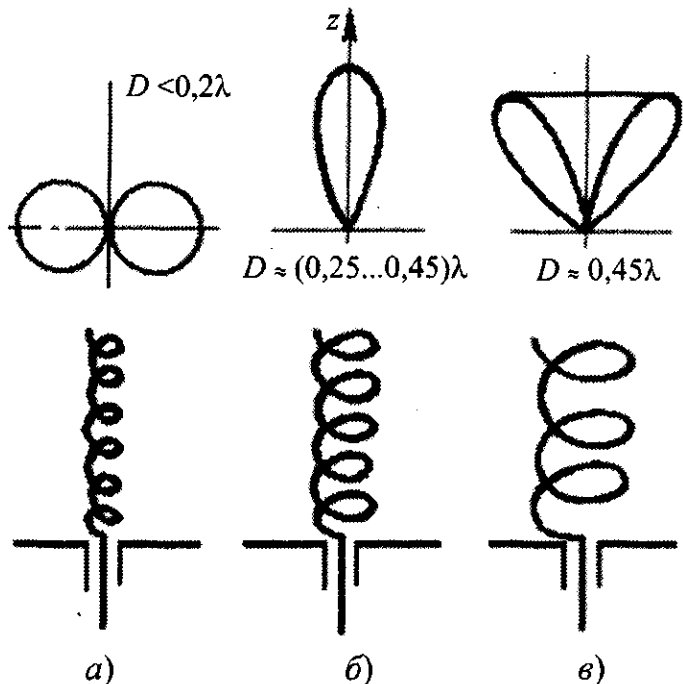


Рисунок 8.6 – Режимы излучения спиральной антенны:

*a*) – поперечное излучение; *б*) – осевое излучение; *в*) – излучение с ДН воронкообразной формы

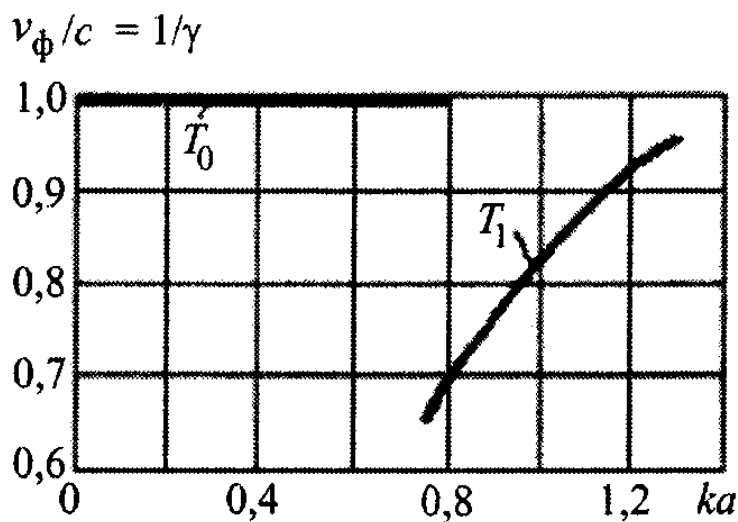
Характерны три вида форм ДН цилиндрической спиральной антенны. Если диаметр спирали  $D < 0,2\lambda$ , то в ней преобладает волна типа  $T_0$ , характеризующаяся изменением фазы тока в пределах  $360^\circ$  на протяжении нескольких витков; амплитуда волны вдоль спирали постоянна, а фазовая скорость  $v_\phi < c$ . За счет отражения волны  $T_0$  от конца спирали в ней устанавливается режим стоячей волны, излучение вдоль оси спирали отсутствует и максимум излучения антенны получается в поперечной плоскости спирали (рис. 8.6,а). Ближайший тип волны  $T_1$  при этом имеет весьма малую амплитуду и вклад этой волны в общее поле излучения незначителен.

Когда диаметр витка  $D$  спирали лежит в пределах  $(0,25 - 0,45)\lambda$ , в антенне преобладает волна  $T_1$ , и максимум излучения направлен вдоль оси спирали (рис. 8.6,б). Возникающая при этом в спирали волна низшего типа  $T_0$ , а также волны высших типов  $T_n$  при  $n > 1$  быстро затухают по длине спирали, и их вклад в ДН невелик.

При дальнейшем увеличении диаметра спирали ( $D > 0,45\lambda$ ) в собственной волне  $T_n$  определяющей является вторая азимутальная пространственная гармоника (волна  $T_2$ ), и ДН приобретает коническую (воронкообразную) форму (рис. 8.6,в). Угол раскрытия «воронки» зависит от относительного диаметра спирали.

Режим осевого излучения [ $D = (0,25 \dots 0,45)\lambda$ ], когда длина провода витка спирали примерно равна рабочей длине волны ( $L \approx \lambda$ ), является основным режимом работы спиральных антенн.

В режиме осевого излучения витки спирали излучают весьма интенсивно, благодаря чему к концу спирали практически излучается вся подводимая к антенне мощность; отражение от конца спирали отсутствует и в ней устанавливается режим бегущей волны. Фазовая скорость волны  $T_1$  при этом меньше скорости света  $c$ :  $v_\phi \approx 0,8c$  (рис. 8.7). Для обеспечения круговой или близкой к ней поляризации поля, а также интенсивного излучения каждого витка в осевом направлении (ось  $z$ , рис. 8.6,б) необходимо, чтобы выполнялось то же условие  $L \approx \lambda$ .



**Рисунок 8.7 – Зависимость фазовой скорости различных типов собственных волн от величины  $ka$  в цилиндрической спиральной антенне**

Рассмотрим излучение одного витка спирали длиной  $L=\lambda$  с волной  $T_1$ . Будем считать виток плоским. Распределение тока в витке спирали подчиняется закону  $I_0 e^{-jkL_T}$ , где  $I_0$  - ток в начале витка;  $L_T$  - текущая координата, отсчитываемая вдоль витка. При длине витка  $L_T = L = \lambda$  распределение тока по нему можно представить в виде  $I_0 e^{-j\varphi}$ . Здесь  $\varphi$  - азимутальный угол в плоскости витка (рис. 8.8, а, б).

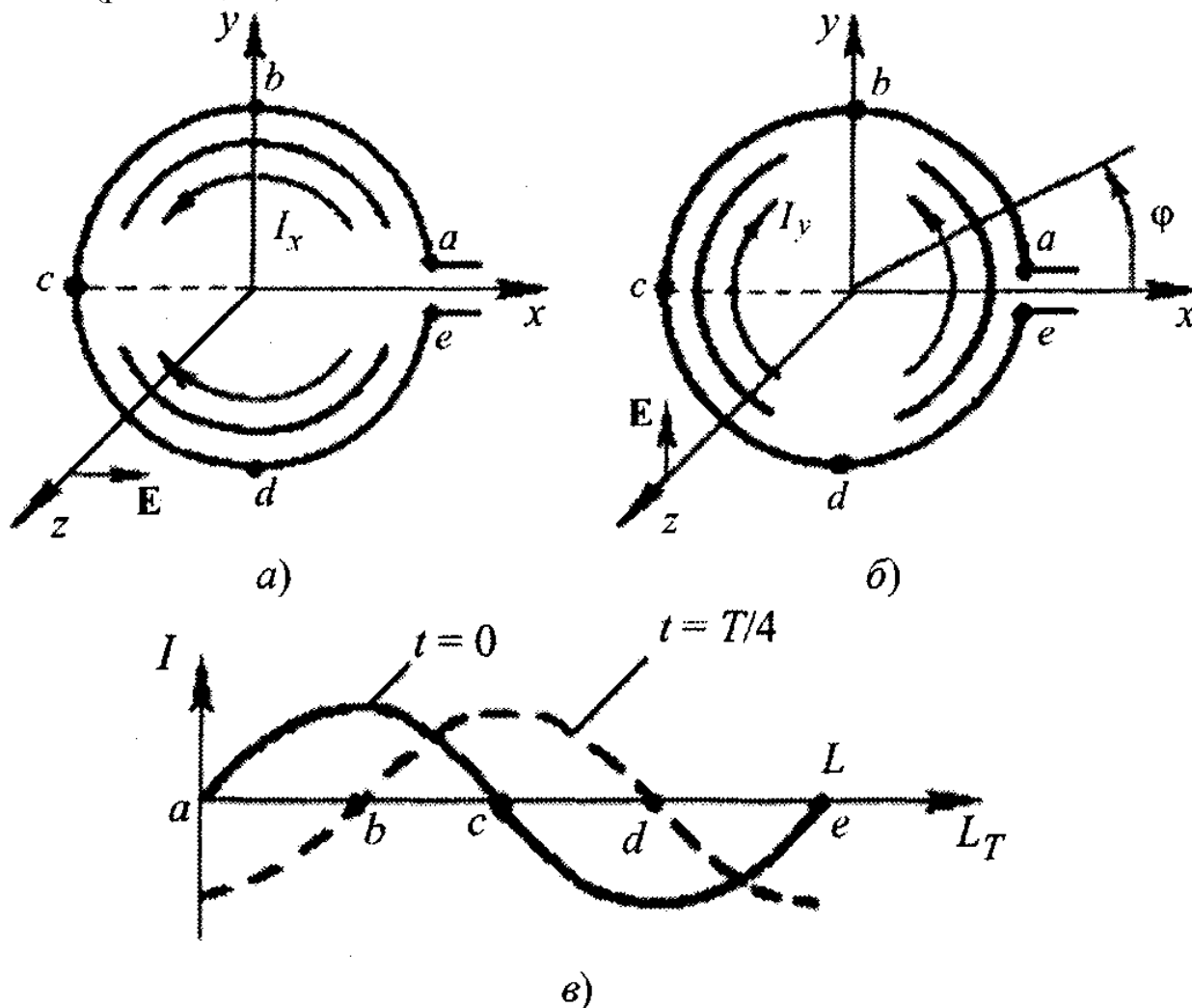


Рисунок 8.8 – К излучению спирали с волной  $T_1$ :

а, б) – замена витка спирали горизонтальным и вертикальным излучателями; в) - развертка витка спирали

Пусть распределение тока по витку (в момент времени  $t = 0$ ) соответствует сплошной линии на рис. 8.8, в (виток изображен в развернутом виде). Так как токи вблизи точек  $a, c, e$  малы, приближенно можно заменить виток двумя изогнутыми горизонтальными полуволновыми синфазными излучателями (рис. 8.8, а) с током  $I_x$ . Поле излучения витка  $\vec{E}$  поляризовано горизонтально, и максимум ДН ориентирован вдоль оси  $z$  витка. Через четверть периода ( $t = T/4$ ) картина распределения тока сместится на  $\lambda/4$  в направлении движения бегущей волны (пунктир на рис. 8.8, в). Теперь виток можно прибли-

женно заменить двумя вертикальными полуволновыми излучателями, и поле излучения будет вертикально поляризовано (рис. 8.8,б). Видим, что за один период колебаний вектор электрического поля повернется в пространстве на  $360^\circ$ . Следовательно, в режиме волны  $T_1$  спиральная антенна излучает поле вращающейся (круговой) поляризации с максимумом вдоль оси  $z$  антенны. Направление вращения поля соответствует направлению намотки спирали.

В реальной спиральной антенне виток лежит не в одной плоскости, а имеет некоторый шаг намотки  $S$  (рис. 8.9). Если шаг намотки и диаметр витка выбраны так, что сдвиг фаз между напряженностями полей, создаваемых первым (№ 1) и последним (№ 2) элементами витка равен  $2\pi$ ; то в направлении оси спирали сохраняется круговая поляризация и максимум излучения:

$$\frac{2\pi}{\lambda_{ЗАМ}} L - \frac{2\pi}{\lambda} S = 2\pi. \quad (8.1)$$

Здесь  $\frac{2\pi}{\lambda} S$  - сдвиг фаз между полями начального и конечного элементов витка, определяемый разностью хода лучей;  $\frac{2\pi}{\lambda_{ЗАМ}} L$  - сдвиг фаз полей указанных элементов, определяемый сдвигом фаз токов этих элементов.

Из (8.1.1) следует соотношение между параметрами спирали  $L$  и  $S$ , соответствующее круговой поляризации,

$$L = (S + \lambda) / \gamma, \quad (8.2)$$

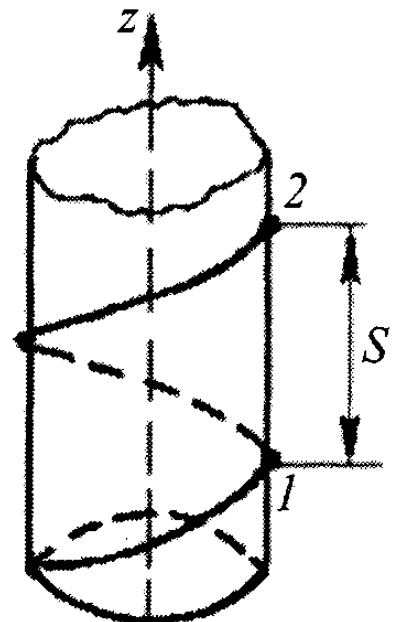
где  $\gamma = c/v_\phi = \lambda/\lambda_{ЗАМ}$  - замедление волны в спирали. Удовлетворение условию (8.1) при конструировании антенны не обеспечивает максимального значения КНД. Спиральная антенна - антенна осевого излучения с замедленной фазовой скоростью волны тока вдоль оси антенны. В таких антеннах максимальный КНД получается при сдвиге фаз между полями излучения первого и последнего витков, равном  $n$ , т.е. вместо (8.1) должно выполняться условие

$$\frac{2\pi}{\lambda_{ЗАМ}} L - \frac{2\pi}{\lambda} S = 2\pi + \frac{\pi}{N},$$

где  $N$  - число витков спирали.

Отсюда

$$L = \frac{S + \lambda + \lambda/(2N)}{\gamma}. \quad (8.3)$$



**Рисунок 8.9 – К расчету параметров спирали, обеспечивающих круговую поляризацию**

Таким образом, при соблюдении условия (8.2) в направлении оси антенны получается круговая поляризация, а при соблюдении условия (8.3) - максимальный КНД при некоторой эллиптичности поля излучения. Поскольку замедление волны  $u$  увеличением длины волны увеличивается (см. рис. 8.7), соотношения (8.2) или (8.3) нарушаются незначительно, и спиральная антенна сохраняет удовлетворительные значения параметров в диапазоне длин волн  $(0,7-1,2) \lambda_0$ , где  $\lambda_0$  - длина волны, для которой подобраны оптимальные размеры антенны. При этом значение угла подъема витка спирали  $a = \arcsin(S/L)$  может лежать в пределах  $12-18^\circ$ .

Если цилиндрическая спиральная антенна обеспечивает режим осевого излучения при коэффициенте перекрытия по частоте  $K_{\Pi} = \lambda_{\max} / \lambda_{\min} \approx 1,7$ , то конические спиральные антенны более широкополосны ( $K_{\Pi} \approx 2...3$ ). Так как в конической спирали витки имеют различную длину, на любой частоте рабочего диапазона в спирали имеется группа витков (рабочая область), на каждом из которых укладывается примерно одна длина волны типа  $T_1$ . При изменении частоты рабочая область перемещается вдоль оси спирали. Следовательно характеристики направленности таких антенн определяются не общим числом витков (или полной длиной спирали), а лишь числом витков в группе с волной  $T_1$  (длиной этого участка спирали). Излучение остальных витков слабо влияет на общее поле антенны.

В многозаходных цилиндрических спиральных антеннах с односторонней намоткой (рис. 8.5,а) при осевом излучении (волна  $T_1$  рабочий диапазон дополнительно расширяется ( $K_{\Pi} \approx (1+M)$ ) вследствие подавления в них ближайших низших и высших типов волн.

Многозаходная спиральная антенна с двусторонней намоткой (рис. 8.5,б) позволяет управлять поляризацией поля излучения, если число заходов (ветвей)  $M > 2$ . Так, для волн  $T_{[\pm 1]}$ , обеспечивающих в спиральной антенне режим прямого осевого излучения с правой и левой круговой поляризацией.

Более подробные сведения о спиральных антеннах можно найти в [1,2].

В заключение отметим, что ширина ДН спиральной антенны с постоянным диаметром витка, ее КНД и входное сопротивление могут быть определены по формулам

$$2\Theta_{0,7} = \frac{52}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{NS}} \text{ град}, \quad D_0 = 15 \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2 N \frac{S}{\lambda}, \quad R_{\text{вх}} \approx 140 \frac{L}{\lambda} \text{ Ом}.$$

Обычно число витков антенны не превышает 7-8. Ширина ДН при этом составляет около  $40^\circ$ . Для получения более узких ДН применяют решетки спиральных излучателей.



**СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Устройства СВЧ и антенны / Под ред. Д.И. Воскресенского. Изд. 2–е доп. и перераб. - М.: Радиотехника, 2006. - 376 с.
2. Антенно – фидерные устройства и распространение радиоволн: Учебник для вузов/Г.А. Ерохин, О.В. Чернышев, Н.Д. Козырев, В.Г. Кочержевский; Под ред. Г.А. Ерохина. – 2–е изд. испр. – М.: Горячая линия - Телеком, 2004. – 491 с.
3. Корогодов В.С. Микроволновые устройства. Конспект лекций. - Томск, ТУСУР, 2001 - 191 с.
4. Бова Н.Т. Микроэлектронные устройства СВЧ. – Киев: Техника, 1984