

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ОБЛУЧАТЕЛЕЙ

*Ю. В. Шубарин, Н. Н. Горобец*

### ВВЕДЕНИЕ

Поляризационная структура поля облучателя имеет существенное значение при разработке зеркальных и линзовых антенн. У линейно-поляризованных антенн важно знать величину поля поперечной поляризации. Если в таких антеннах применяется поворот плоскости поляризации [1], то поляризационная структура влияет на конструкцию обеспечивающих этот поворот устройств, а также поляризационных фильтров в раскрыве многозеркальных антенн [2]. В антеннах с вращающейся поляризацией, у которых поле первичных облучателей линейно-поляризованное, учет поляризационной структуры поля облучателя влияет на конструкцию устройств, создающих вращающееся поле.

В настоящей статье продолжены начатые нами ранее [3] исследования поляризационной структуры поля излучения круглого волновода и конического рупора, а также исследована поляризационная структура поля излучения конического диэлектрического стержня, прямоугольного волновода и пирамидального рупора. Рассмотрено влияние поляризационной структуры поля облучателя на эффективность решетчатого зеркала в двухзеркальной антенне с поворотом плоскости поляризации.

### Поляризационная структура поля излучения круглого волновода и конического рупора

Дифференциальное уравнение проекции на полусферу силовой линии электрического вектора поля излучения антенны имеет вид [3]

$$\frac{\hbar d\varphi}{d\theta} = \frac{E_{\varphi}}{E_{\theta}}, \quad (1)$$

где  $\theta, \varphi$  — угловые координаты точки наблюдения (рис. 1);

$E_{\varphi}, E_{\theta}$  — амплитуды ортогональных компонент электрического вектора поля в дальней зоне антенны.

При выводе этого уравнения сфера с центром в точке расположения антенны трансформирована на плоскость. Каждому направлению наблюдения, определяемому углами  $\theta$  и  $\varphi$ , соответствует точка плоскости в полярной системе координат, вдоль радиуса которой откладывают угол  $\theta$ , а угол  $\varphi$  отсчитывают от оси  $x$ , соответствующей плоскости  $\varphi = 0$ .

В ряде случаев вместо угла  $\theta$  удобно использовать обобщенную угловую координату  $\eta$ , вводимую соотношением

$$\eta = ka \sin \theta,$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число;

$a$  — радиус раскрыва антенны.

Тогда вдоль радиуса полярной системы координат откладывают  $\eta$ , а дифференциальное уравнение проекции силовой линии вектора  $\vec{E}$  имеет вид

$$\frac{\eta d\varphi}{dr} = \frac{E_\varphi}{E_\theta}. \quad (2)$$

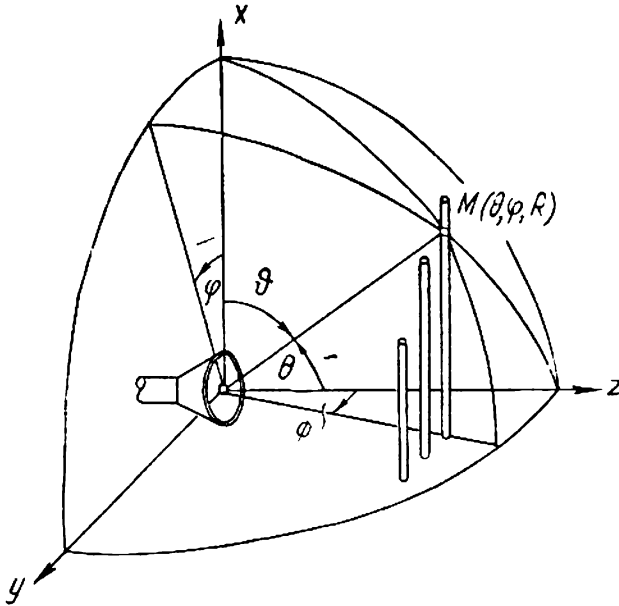


Рис. 1. Система координат, принятая при изучении поляризации структуры поля.

Методика и результаты численного интегрирования уравнения (1) при излучении из круглого волновода и конического рупора приведены в [3]. Выражения для  $E_z$  и  $E_\theta$ , использованные в [3], получены приближенным методом векторизованного интеграла Кирхгофа. Чтобы оценить возникающую неточность определения поляризации структуры, в настоящей статье для сравнения использованы данные точного и приближенного решений, полученных Л. А. Вайнштейном [4] для случая излучения из открытого конца круглого волновода, возбуждаемого волной  $H_{11}$ , при  $ka = 2$ . Рассчитана поляризационная структура поля в обоих случаях. Поскольку приближенный метод справедлив только при рассмотрении излучения «вперед», расчет произведен для углов  $\theta < 90^\circ$ . Поляризационная структура (рис. 2), по данным строгого решения (штриховые линии), весьма незначительно отличается от структуры поля, полученной по

данным приближенного метода (сплошные линии). Например, максимальное отклонение (для линий с  $\theta_n = 70^\circ$  и углов  $\theta = 90^\circ$ ) составляет всего  $2^\circ$ .

Чтобы облегчить обсуждение поляризационной структуры поля, на координатную плоскость  $\theta, \varphi$  нанесены следы пересечений вертикальных плоскостей, проходящих через ось  $x$ , с поверхностью сферы. Используя рис. 1, нетрудно получить уравнение, связывающее координаты  $\theta, \varphi, \Phi$ :

$$\frac{\operatorname{tg} \Phi}{\sin \varphi} = \operatorname{tg} \theta. \quad (3)$$

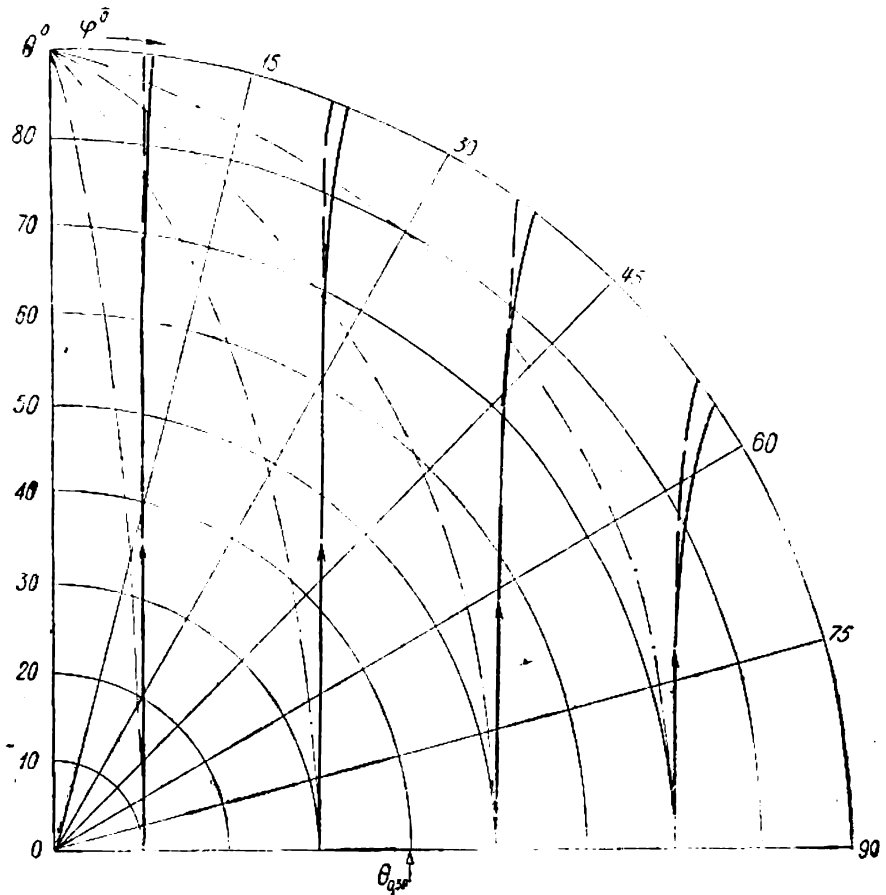


Рис. 2. Проекция электрических векторных линий поля излучения из круглого волновода на полусферу при  $ka = 2$ .

Полагая в (3)  $\Phi = \text{const}$ , находим  $\varphi(\theta)$  — уравнение следа пересечения вертикальной плоскости с поверхностью сферы. Следы  $\Phi = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ, 70^\circ$  представлены на рис. 2 штрих-пунктирными линиями.

Из рис. 2 видно, что поляризационная структура поля излучения круглого волновода в общих чертах напоминает картину поля волны  $H_{11}$  внутри волновода. Силовые линии вектора  $\vec{E}$  в пределах ширины главного лепестка по половине мощности компоненты  $E_\theta$  примерно параллельны друг другу и следам вертикальных плоскостей; при увеличении угла  $\theta$  они отклоняются от вертикальных плоскостей.

Строгое решение для поля излучения конического рупора отсутствует, поэтому воспользуемся приближенным решением, полученным методом векторизованного интеграла Кирхгофа [3].

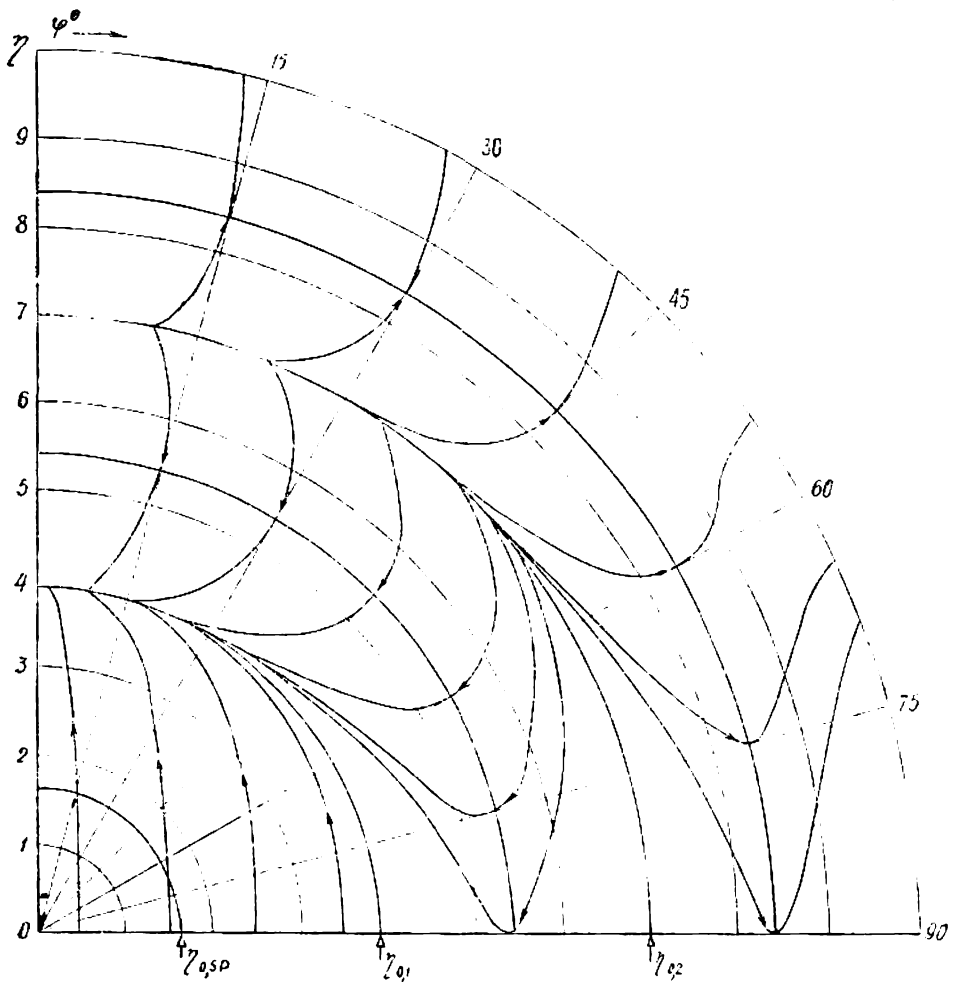


Рис. 3. Проекция электрических векторных линий поля излучения из конического рупора на полусферу в координатах  $\eta$ ,  $\varphi$ .

Из результатов приближенного интегрирования (2) для  $\eta \leq 10$  (рис. 3) видно, что поляризационная структура поля излучения конического рупора и круглого волновода не одинакова: силовые линии поля рупора искривлены и вогнутостью обращены к оси  $z$ . При уменьшении  $a/\lambda$  это отличие уменьшается.

Так как расчет производился в координатах  $\eta$ ,  $\varphi$ , то результаты можно считать универсальными — пригодными для рупоров любых размеров, у которых раскрыв хорошо согласован со свободным пространством и пренебрежимо малы фазовые искажения.

### Поляризационная структура поля излучения круглого диэлектрического стержня

Электрический вектор поля излучения диэлектрического стержня, запитываемого круглым волноводом, в котором распространяется волна  $H_{11}$ , определяется выражением, полученным с помощью интеграла Кирхгофа [5]:

$$\vec{E} = \frac{ik\psi(R)}{4\pi} B \left\{ \vec{\theta}^0 \Lambda_1(\gamma) \cos \theta \cos \varphi - \vec{\varphi}^0 \frac{2J_1'(\gamma)}{1 - (\gamma/a)^2} \sin \varphi \right\} \frac{\sin \left[ \frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi) \right]}{\frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi)}, \quad (4)$$

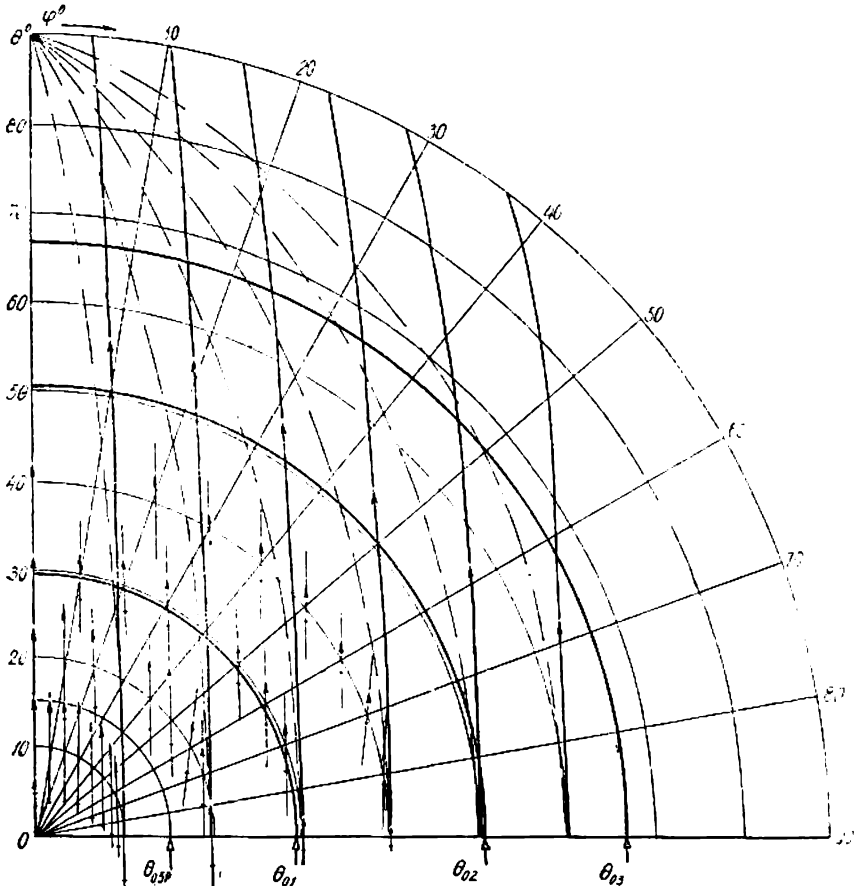


Рис. 4. Проекция электрических векторных линий поля излучения диэлектрического стержня. Векторами изображены результаты эксперимента.

где  $B$  — постоянный коэффициент, зависящий от условий возбуждения стержня;

$L$  — длина стержня;

$\xi = \frac{\lambda}{\Lambda}$  — коэффициент укорочения волны в стержне;

$\gamma = ka_{cp} \sin \theta$ ;

$\Lambda$  — длина волны в стержне;

$a_{cp}$  — средний радиус стержня.

После подстановки  $E_\theta$  и  $E_\varphi$  из (4) в (1) рассчитана поляризация-ная структура поля излучения диэлектрической стержневой антенны с  $L = 130$  мм и  $a_{cp} = 7,7$  мм (рис. 4). Штрих-пунктирными линиями изображены проекции вертикальных плоскостей  $\Phi = \text{const}$  на плоскость  $\theta, \varphi$ . Из рис. 4 можно сделать следующие выводы:

1. Структура поля напоминает картину поля в диэлектрическом стержне, питаемом линейнополяризованной волной  $H_{11}$ , и близка к структуре поля излучения конического рупора в пределах главного лепестка его диаграммы направленности.

2. Силовые линии в главном лепестке диаграммы направленности стержня практически совпадают с проекциями вертикальных плоскостей на плоскость  $\theta, \varphi$ .

3. На окружностях  $\theta = 29^\circ, 51^\circ$  и  $67,5^\circ$  последний множитель в (4) обращается в нуль, но отношение компонент поля непрерывно и сохраняет знак, поэтому направления силовых линий не меняются.

Эксперимент, осуществленный по описанной в [3] методике, хорошо подтверждает результаты расчета в пределах главного ( $\theta \leq 29^\circ$ ) и первого бокового ( $29^\circ < \theta < 51^\circ$ ) лепестков.

### Поляризациянная структура поля излучения прямоугольного волновода и пирамидального рупора

Полученное с помощью векторизованного интеграла Кирхгофа выражение для электрического вектора поля, излучаемого открытым концом прямоугольного волновода, возбуждаемого волной  $H_{10}$ , имеет вид [5]:

$$\vec{E} = \frac{ik_0^2(R)}{4\pi} E_{s0} \left\{ -\vec{\theta} \left( 1 + \frac{W_0}{W_{10}} \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \cos \theta \right) \cos \varphi + \right. \\ \left. + \vec{\varphi} \left( \frac{W_0}{W_{10}} \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} + \cos \theta \right) \sin \varphi \right\} \frac{2ab \sin \tau_1}{\pi \tau_{11}} \frac{\cos \tau_2}{1 - \left( \frac{2}{\pi} \tau_2 \right)^2}, \quad (5)$$

где  $E_{s0}$  — амплитуда электрического вектора в центре раскрытия;  
 $W_0$  и  $W_{10}$  — волновое сопротивление свободного пространства и волновода;  
 $\Gamma$  — коэффициент отражения от раскрытия волны основного типа;  
 $a, b$  — размеры волновода в плоскостях  $E$  и  $H$ ;

$$\tau_{11} = \frac{1}{2} ka \sin \theta \cos \varphi;$$

$$\tau_{12} = \frac{1}{2} kb \sin \theta \sin \varphi.$$

После подстановки  $E_\theta$  и  $E_\varphi$  из (5) в (1) рассчитана поляризациянная структура поля излучения прямоугольных волноводов. При расчете предполагалось, что фаза коэффициента отражения равна нулю, а модуль его определялся по приближенной формуле [5]:

$$|\Gamma| \approx \frac{1 - \frac{W_0}{W_{10}}}{1 + \frac{W_0}{W_{10}}}.$$

Результаты расчета представлены на рис. 5: для волновода сечением  $23 \times 10$  мм<sup>2</sup> — короткие штрихи, для волновода сечением  $28,5 \times 12,6$  мм<sup>2</sup>

— длинные штрихи, штрих-пунктирные линии — следы вертикальных плоскостей  $\Phi = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ, 70^\circ$ .

Из рис. 5 видно:

1. Поляризационная структура поля излучения прямоугольного волновода аналогична поляризационной структуре поля круглого волновода: силовые линии искривлены, выпуклостью обращены к оси  $z$  и примерно параллельны друг другу.

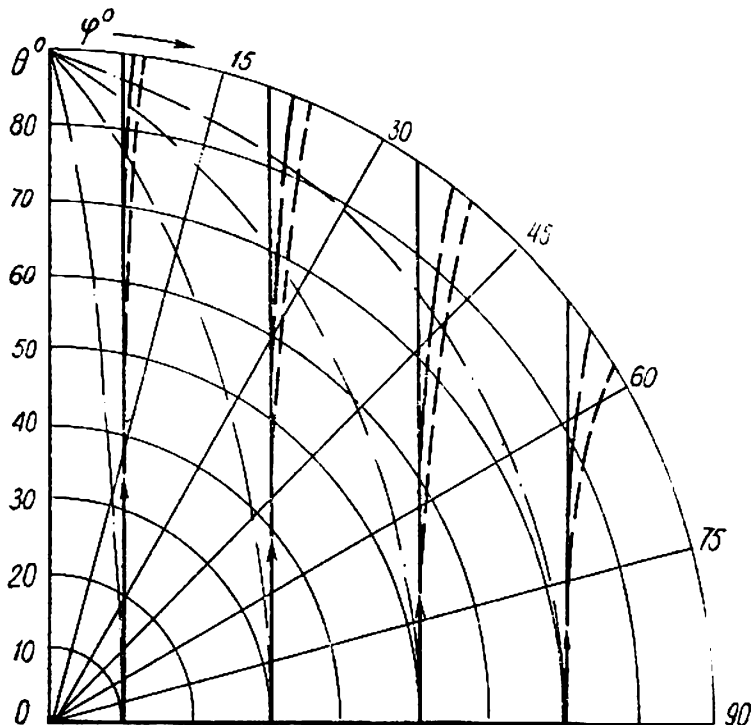


Рис. 5. Проекция электрических векторных линий поля излучения из прямоугольного волновода и пирамидального рупора.

2. Силовые линии отклоняются от вертикальных плоскостей сильнее, чем в случаях круглого волновода и конического рупора и тем более диэлектрического стержня. Эти отклонения тем меньше, чем больше отношение широкой стенки волновода к длине волны.

В случае пирамидального рупора считаем волновое сопротивление в его раскрытии согласованным с волновым сопротивлением свободного пространства. При этом выражение (5) упрощается и уравнение (1) легко интегрируется. Тогда находим:

$$\sin \varphi = \theta_0 \sin \varphi_0 \frac{1}{\theta}. \quad (6)$$

Выражение (6) и результаты расчета (рис. 5, сплошные линии) позволяют сделать следующие выводы:

1. Поляризационная структура поля пирамидального рупора не зависит от размеров его раскрытия, в отличие от других типов рассмотренных облучателей, т. е. полученный график является универсальным.

2. Силовые линии меньше отклоняются от вертикальных плоскостей, чем в случае прямоугольного волновода.

### Оценка влияния поляризационной структуры поля облучателя на эффективность решетчатого зеркала

В качестве примера, где учет поляризационной структуры поля имеет существенное значение, рассмотрим двухзеркальную антенну с поворотом плоскости поляризации (рис. 6), состоящую из большого параболического зеркала 1, имеющего устройство для поворота плоскости поляризации; малого плоского решетчатого зеркала 2 и облучателя в виде конического рупора 3. Оценим отношение амплитуд и мощностей поля, просачивающегося через решетчатое зеркало, и поля, падающего на него.

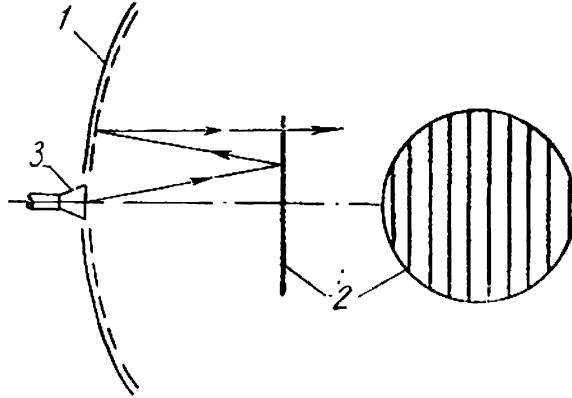


Рис. 6. Двухзеркальная антенна с поворотом плоскости поляризации.

Допустим, что зеркало выполнено так, что оно полностью отражает компоненту, плоскость поляризации которой проходит через проволочки решетки, и пропускает компоненту, ортогональную проволочкам решетки. Хотя эти предположения заведомо грубы, однако для приближенного решения задачи, нам кажется, они вполне допустимы.

Поместим фазовый центр облучателя в начало сферической системы координат, а плоское зеркало — параллельно плоскости  $xoy$ . Разложим электрический вектор падающей на решетчатое зеркало волны на указанные выше две компоненты. Допустим, что проволочки решетки параллельны оси  $x$ , и введем вторую сферическую систему координат  $\theta, \Phi, R$ , где  $\theta$  — зенитный угол, отсчитываемый от оси  $x$ ,  $\Phi$  — азимутальный угол, отсчитываемый от оси  $z$  (рис. 1).

Электрический вектор падающей волны легко разложить по ортам прямоугольной системы координат:

$$\vec{E} = \vec{x}^0 (E_y \cos \theta \cos \varphi - E_z \sin \varphi) + \vec{y}^0 (E_y \cos \theta \sin \varphi + E_z \cos \varphi) - \vec{z}^0 E_y \sin \theta.$$

Разложим также по ортам сферической системы координат орт  $\vec{\Phi}^0$ , ортогональный проволочкам решетки:

$$\vec{\Phi}^0 = \vec{y}^0 \cos \Phi - \vec{z}^0 \sin \Phi.$$

Тогда компонента поля, ортогональная проволочкам решетки,

$$\vec{E}_\Phi = \vec{\Phi}^0 E = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta \sin^2 \varphi}} \left[ \frac{E_y \sin \varphi}{\cos \theta} + E_z \cos \varphi \right]. \quad (7)$$



Используя (7), получим интересующее нас отношение  $\frac{E_\Phi}{|\vec{E}|}$  в виде

$$\frac{E_\Phi}{|\vec{E}|} = \frac{\frac{\sin \varphi}{\cos \theta} + \frac{E_z}{E_\theta} \cos \varphi}{\sqrt{E_\theta^2 + E_\varphi^2} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta \sin^2 \varphi} \sqrt{1 + \left(\frac{E_\varphi}{E_\theta}\right)^2}}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что  $\frac{E_\Phi}{|\vec{E}|}$  зависит от угла  $\varphi$ .

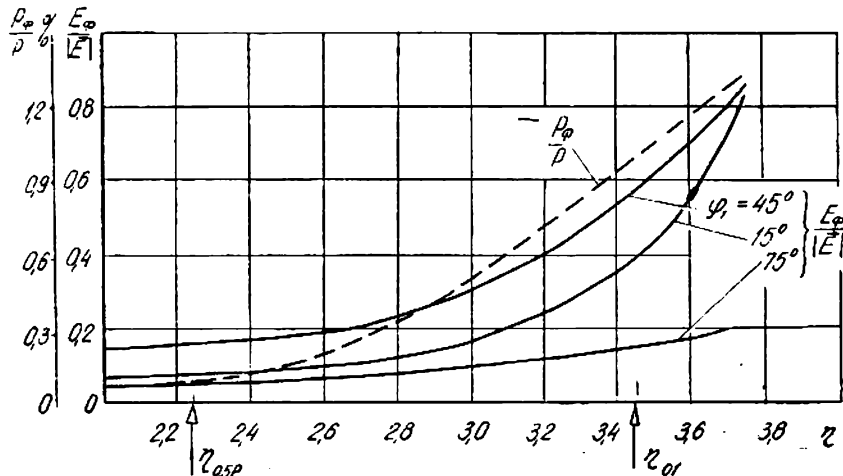


Рис. 7. Зависимость поляризационных потерь плоского решетчатого зеркала от обобщенной угловой координаты.

Рассмотрим случай, когда облучателем служит конический рупор. Тогда

$$\frac{E_\Phi}{|\vec{E}|} = \frac{\sin \varphi \left[ 1 - \frac{2J_1(\eta)}{1 - \left(\frac{\eta}{b}\right)^2 \Delta_1(\eta)} \cos \theta \right]}{\sqrt{1 - (\sin \theta \cos \varphi)^2} \sqrt{1 + \left[ \frac{2J_1(\eta)}{1 - \left(\frac{\eta}{b}\right)^2 \Delta_1(\eta)} \operatorname{tg} \varphi \right]^2}}. \quad (9)$$

Результаты расчета по формуле (9) для рупора с  $ka = 9$  в случаях  $\varphi = 15^\circ, 45^\circ, 75^\circ$  представлены на рис. 7. Ввиду громоздкости вычисления производились для  $\eta > 2,2$  (т. е. от уровня  $0,5E_{\theta \max}$ ), где величина  $\frac{E_\Phi}{|\vec{E}|}$  достаточно велика.

Из рисунка видно, что  $\frac{E_\Phi}{|\vec{E}|}$  максимально при  $\varphi = 45^\circ$ , причем  $E_\Phi$  достигает значения  $0,56|\vec{E}|$  на уровне  $0,1E_{\theta \max}$ . Для меньших  $\eta$ , что соответствует большим уровням мощности, отношение  $\frac{E_\Phi}{|\vec{E}|}$  невелико.

Оценим теперь отношение мощности, переносимой компонентой  $E_\Phi$ , ко всей мощности, падающей на решетчатое зеркало. Отнесенные к еди-

нице телесного угла мощности падающего на зеркало поля и его компоненты, ортогональной проволочкам решетки, пропорциональны соответственно

$$P_1(\theta, \varphi) \sim E_\theta^2(\theta, \varphi) + E_\varphi^2(\theta, \varphi);$$

$$P_{\Phi 1}(\theta, \varphi) \sim E_\Phi^2(\theta, \varphi).$$

Тогда отношение мощности, просачивающейся через зеркало, к мощности, падающей на него,

$$\frac{P_\Phi(\theta)}{P(\theta)} = \frac{\int_0^\theta \int_0^{2\pi} E_\Phi^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}{\int_0^\theta \int_0^{2\pi} (E_\theta^2 + E_\varphi^2) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}. \quad (10)$$

Ввиду сложности анализа этого выражения в общем случае, а также желания выявить зависимость поляризационных потерь от угла  $\varphi$ , рассмотрим (10) в пределах узкого сектора  $\Delta\varphi$  при  $\varphi = \text{const}$ . Тогда

$$\frac{P_\Phi(\theta)}{P(\theta)} = \frac{\int_0^\theta E_\Phi^2 \sin \theta \, d\theta}{\int_0^\theta (E_\theta^2 + E_\varphi^2) \sin \theta \, d\theta}. \quad (11)$$

Выражение (11) дает возможность оценить эффективность решетчатого зеркала при любом облучателе. Если облучатель — конический рупор, то (11) будет иметь вид:

$$\frac{P_\Phi}{P} = \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi \frac{\int_0^\theta \frac{\sin \theta}{1 + \text{tg}^2 \theta \sin^2 \varphi} \left[ \frac{A_1(\tau)}{\cos \theta} - \frac{2J_1'(\tau)}{1 - \left(\frac{\tau}{b}\right)^2} \right]^2 d\theta}{\int_0^\theta \left( [A_1(\tau) \cos \varphi]^2 + \left[ \frac{2J_1'(\tau)}{1 - \left(\frac{\tau}{b}\right)^2} \right]^2 \right) \sin \theta \, d\theta}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что отношение мощности, просачивающейся через решетчатое зеркало, ко всей падающей на него мощности максимально при  $\varphi = 45^\circ$ . Определим зависимость  $\frac{P_\Phi}{P}(\theta)$  в этом случае. Интегрировать (12) будем, как и раньше, приближенным методом.

Из результатов расчета для  $ka = 9$  (рис. 7, штриховая кривая) видно, что на уровне  $0,5E_{\theta \text{ макс}}$  мощность, просачивающаяся через решетчатое зеркало, составляет всего 0,08% падающей на зеркало мощности; на уровне  $0,1E_{\theta \text{ макс}}$  — около 1%. Отсюда видно, что поляризационные потери в решетчатом зеркале весьма незначительны. Как показывают соответствующие расчеты, при уменьшении  $ka$  они уменьшаются.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты исследований поляризационной структуры поля излучения некоторых типов облучателей позволяют сделать следующие выводы:

1. Поляризационная структура поля излучения из круглого волновода напоминает картину поля линейнополяризованной волны  $H_{11}$  в волноводе. Силовые линии тем меньше отклоняются от вертикальных плоскостей, чем больше  $\frac{a}{\lambda}$ .

Для поляризационной структуры поля излучения конического рупора получен универсальный график, характеризующий рупоры любых размеров, у которых раскрыв согласован со свободным пространством. Структура поля конического рупора значительно отличается от поляризационной структуры поля круглого волновода — силовые линии искривлены в другую сторону (от оси главного лепестка диаграммы направленности). Отклонение силовых линий от вертикальных плоскостей тем меньше, чем меньше  $\frac{a}{\lambda}$ . Отклонение силовых линий от вертикальных плоскостей минимально, когда первый нуль диаграммы направленности рупора совпадает с  $\theta = 90^\circ$ , т. е. в случае  $ka = 3,9$ .

2. Поляризационная структура поля излучения конического диэлектрического стержня напоминает картину поля в стержне, питаемом волной  $H_{11}$ , и аналогична структуре поля конического рупора в пределах главного лепестка его диаграммы направленности. Результаты расчета подтверждены экспериментом.

3. В пределах главного лепестка диаграммы направленности поляризационная структура поля излучения прямоугольного волновода аналогична структуре поля круглого волновода. Отклонение силовых линий от вертикальных плоскостей тем меньше, чем больше отношение размера широкой стенки волновода к длине волны.

Для поляризационной структуры поля излучения пирамидального рупора получен универсальный график, пригодный для рупоров любых размеров, у которых раскрыв согласован со свободным пространством. Увеличение раскрыва рупора не приводит к уменьшению отклонения силовых линий от вертикальных плоскостей. В отличие от конического рупора, отсутствуют оптимальные размеры, при которых это отклонение минимально.

4. Сравнение поляризационных структур полей излучения круглого и прямоугольного волноводов, конического и пирамидального рупоров и диэлектрического стержня показывает, что минимальные отклонения силовых линий от вертикальных плоскостей в пределах главного лепестка имеют место в случае диэлектрического стержня.

5. Приблизительно оценено отношение амплитуд и мощностей поля, просачивающегося через решетчатое зеркало, и поля, падающего на него, в двухзеркальной антенне с поворотом плоскости поляризации. Показано, что поляризационные потери в решетчатом зеркале весьма незначительны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. З. Фрадин. Антенны сверхвысоких частот, М., изд-во «Сов. радио», 1957.
2. P. W. Hapman. IRE Trans., vol. AP — 9, № 2, 1961.
3. Ю. В. Шубарин, Н. Н. Горобец. «Уч. зап. Харьк. ун-та». Труды радиофиз. ф-та, т. 7, 1962, стр. 42—49.
4. Л. А. Вайнштейн. Диффракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода, М., изд-во «Сов. радио», 1953.
5. Ю. В. Шубарин. Антенны сверхвысоких частот, Харьков, Изд-во Харьк. ун-та, 1960.