

ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ДИАГРАММЫ ОТ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ В РАСКРЫВЕ АНТЕННЫ

Ю. В. Шубарин, Н. Н. Горобец

Поля с вращающейся, в особенности с круговой поляризацией, находят в последние годы широкое применение для различных целей [1, 2, 3]. Однако в литературе, посвященной исследованию антенн с вращающейся поляризацией, например, зеркальных [4, 5], вопросу об анализе связи поляризационной диаграммы с амплитудно-фазовым распределением поля в раскрыве антенны уделено мало внимания.

Цель данной статьи состоит в отыскании указанной связи и исследовании поляризационных диаграмм антенн сверхвысоких частот в случае некоторых типичных амплитудно-фазовых распределений в их раскрыве.

1. УСЛОВИЕ СИНТЕЗА ЗАДАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ДИАГРАММЫ

Под поляризационной диаграммой антенны будем понимать зависимость от направления поляризации электрического вектора поля в дальней зоне антенны. Поляризационную диаграмму можно задать одной из двух функций:

$$\dot{p}(\theta, \varphi) = \frac{\dot{E}_\varphi(\theta, \varphi, R)}{\dot{E}_\theta(\theta, \varphi, R)}, \quad (1)$$

$$\dot{q}(\theta, \varphi) = \frac{\dot{E}_\lambda(\theta, \varphi, R)}{\dot{E}_\pi(\theta, \varphi, R)}, \quad (2)$$

где \dot{E}_φ , \dot{E}_θ и \dot{E}_λ , \dot{E}_π — комплексные амплитуды ортогональных линейно и по кругу поляризованных компонент электрического вектора поля излучения;

θ , φ , R — сферические координаты точки наблюдения;

$\dot{p}(\theta, \varphi)$ и $\dot{q}(\theta, \varphi)$ — поляризационные отношения ортогональных линейных и кругополяризованных компонент.

Поляризационные отношения линейных и круговых компонент однозначно связаны между собой дробно-линейной зависимостью

$$\dot{q}(\theta, \varphi) = \frac{1 - i\dot{p}(\theta, \varphi)}{1 + i\dot{p}(\theta, \varphi)}. \quad (3)$$

Следовательно, задание поляризационной диаграммы в формуле (1) или (2) вполне равносильно. Однако удобнее пользоваться поляризационным отношением линейных компонент (1), так как при решении внешней задачи теории антенн непосредственно находят ортогональные линейные, а не круговые компоненты.

По найденным модулю $|\dot{p}|$ и аргументу ψ поляризационного отношения линейных компонент можно рассчитать модуль и аргумент поляризационного отношения круговых компонент:

$$|\dot{q}| = \sqrt{\frac{1 + |\dot{p}|^2 + 2|\dot{p}| \sin \psi}{1 + |\dot{p}|^2 - 2|\dot{p}| \sin \psi}}, \quad (4)$$

$$\arg \dot{q} = \arctg \frac{2|\dot{p}| \cos \psi}{|\dot{p}|^2 - 1}. \quad (5)$$

Тогда легко определить коэффициент эллиптичности r поляризационного эллипса как отношение малой и большой полуосей

$$r = \left| \frac{1 - |\dot{q}|}{1 + |\dot{q}|} \right| \quad (6)$$

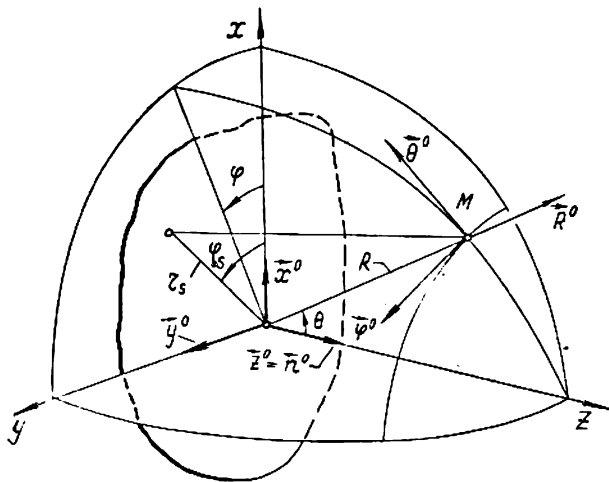


Рис. 1. Системы координат, принятые при изучении апертурных антенн.

и угол ориентации его β — как угол, который образует большая полуось с ортом \vec{y}^0 сферической системы координат:

$$\beta = -\frac{1}{2} \arg \dot{q}. \quad (7)$$

Рассмотрим антенну с плоским излучающим раскрытием произвольной формы (рис. 1.). Электрический вектор поля излучения найдем с помощью векторизованного интеграла Кирхгофа, который запишем в виде [6]:

$$\vec{E} = \frac{ik\psi(R)}{4\pi} \{W_0 [\vec{R}^0 [\vec{R}^0 \vec{N}]] + [\vec{R}^0 \vec{L}]\}, \quad (8)$$

где $\psi(R) = \frac{e^{-ikR}}{R}$ — функция сферической волны;

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

$W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ — волновое сопротивление свободного пространства;

\vec{R}^0 — орт направления из начала координат на точку наблюдения;

$\vec{N} = \int_s \vec{j}_n^s e^{ikr_s \vec{R}^0} ds$ — электрический вектор излучения;

$\vec{L} = \int_s \vec{j}_n^m e^{ikr_s \vec{R}^0} ds$ — магнитный вектор излучения;

$\vec{j}_n^s = [n^0 \vec{H}_s]$ — вектор плотности эквивалентного электрического ток ;

$\vec{j}_n^m = [n^0 \vec{E}_s]$ — вектор плотности эквивалентного магнитного тока;

n^0 — нормаль к плоскости раскрыва;

\vec{E}_s и \vec{H}_s — электрический и магнитный векторы на поверхности раскрыва s ;

\vec{r}_s — радиус-вектор точки раскрыва.

Обозначим отношение комплексных амплитуд электрического и магнитного векторов в раскрыве через \dot{W}_s :

$$\dot{W}_s = \frac{\dot{E}_s}{\dot{H}_s}. \quad (9)$$

Тогда магнитный вектор излучения можно выразить через электрический вектор излучения:

$$\vec{L} = \dot{W}_s [n^0 \vec{N}]. \quad (10)$$

Разложим вектор плотности эквивалентного поверхностного электрического тока по ортам прямоугольной системы координат в раскрыве и по ортам сферической системы координат в точке наблюдения M (θ, φ, R) (рис. 1). Тогда найдем

$$\begin{aligned} \vec{j}_n^s &= [n^0 \vec{H}_s] = \vec{y}^0 \dot{H}_x - \vec{x}^0 \dot{H}_y = \\ &= -\vec{\theta}^0 \dot{H}_\varphi \cos \theta + \vec{\varphi}^0 \dot{H}_{\theta 1} - \vec{R}^0 \dot{H}_\varphi \sin \theta, \end{aligned} \quad (11)$$

где \vec{x}^0, \vec{y}^0 и $\vec{\theta}^0, \vec{\varphi}^0, \vec{R}^0$ — орты прямоугольной и сферической систем координат;

$\dot{H}_x, \dot{H}_y, \dot{H}_{\theta 1}, \dot{H}_\varphi$ — проекции магнитного вектора на соответствующие орты и на орт $\vec{\theta}_1^0 = [\vec{\varphi}^0 n^0]$.

Используя (11), находим проекции электрического вектора излучения на оси прямоугольной системы координат в раскрыве антенны и на орты сферической системы координат в точке наблюдения:

$$\dot{N}_x = - \int_s \dot{H}_y e^{ikr_s \vec{R}^0} ds; \quad (12a)$$

$$\dot{N}_y = \int_s \dot{H}_x e^{ikr_s \vec{R}^0} ds; \quad (12b)$$

$$\dot{N}_z = 0 \quad (12b)$$

и

$$\dot{N}_\theta = - \cos \theta \int_s \dot{H}_\varphi e^{ikr_s \vec{R}^0} ds; \quad (13a)$$

$$\dot{N}_\varphi = \int_s \dot{H}_{\theta 1} e^{ikr_s R^{\vec{s}}} ds; \quad (13б)$$

$$\dot{N}_R = -\sin \theta \int_s \dot{H}_\varphi e^{ikr_s R^{\vec{s}}} ds = \dot{N}_0 \operatorname{tg} \theta. \quad (13в)$$

После подстановки (10) с учетом (12в) и (13в) в (8) получим компоненты электрического вектора поля в дальней зоне:

$$\begin{aligned} \dot{E}_\theta &= -\frac{ik\psi(R)}{4\pi} (W_0 \cos \theta + \dot{W}_s) (\dot{N}_x \cos \varphi + \dot{N}_y \sin \varphi) = \\ &= -\frac{ik\psi(R)}{4\pi} (W_0 \cos \theta + \dot{W}_s) \frac{\dot{N}_\theta}{\cos \theta}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_\varphi &= -\frac{ik\psi(R)}{4\pi} (W_0 + \dot{W}_s \cos \theta) (\dot{N}_y \cos \varphi - \dot{N}_x \sin \varphi) = \\ &= -\frac{ik\psi(R)}{4\pi} (W_0 + \dot{W}_s \cos \theta) \dot{N}_\varphi. \end{aligned} \quad (15)$$

Подставляя (14) и (15) в (1), имеем условие синтеза заданной поляризационной диаграммы:

$$\dot{p}(\theta, \varphi) = \frac{(W_0 + \dot{W}_s \cos \theta) (\dot{N}_y \cos \varphi - \dot{N}_x \sin \varphi)}{(W_0 \cos \theta + \dot{W}_s) (\dot{N}_x \cos \varphi + \dot{N}_y \sin \varphi)} = \frac{(W_0 + \dot{W}_s \cos \theta) \dot{N}_\varphi}{(W_0 \cos \theta + \dot{W}_s) \frac{\dot{N}_\theta}{\cos \theta}}. \quad (16)$$

Это условие сильно упрощается в случае антенн, размеры раскрывов которых велики по сравнению с длиной волны, и можно полагать $\dot{W}_s = W_0$. Тогда получим

$$\frac{\dot{N}_y}{\dot{N}_x} = \frac{\operatorname{tg} \varphi + \dot{p}(\theta, \varphi)}{1 - \dot{p}(\theta, \varphi) \operatorname{tg} \varphi} \quad (17)$$

и

$$\frac{\dot{N}_\varphi}{\dot{N}_\theta} = \frac{\dot{p}(\theta, \varphi)}{\cos \theta}. \quad (18)$$

Таким образом, для реализации заданной поляризационной диаграммы $\dot{p}(\theta, \varphi)$ амплитудно-фазовые распределения компонент магнитного вектора, параллельных плоскости раскрыва, в (12) и (13) должны быть выбраны так, чтобы выполнялись условия (17) или (18).

В частном случае синтеза антенны с круговой поляризацией $\dot{p}(\theta, \varphi) = \pm i$. Тогда (17) и (18) принимают вид

$$\frac{\dot{N}_y}{\dot{N}_x} = \pm i \quad (19)$$

и

$$\cos \theta \frac{\dot{N}_\varphi}{\dot{N}_\theta} = \pm i.$$

Знак «+» соответствует левому, а «-» правому направлению вращения излучаемого поля.

Используя (12а), (12б) и (13а), (13б), запишем (19) в виде

$$\begin{aligned} \int_s (\dot{H}_y \mp i \dot{H}_x) e^{ikr_s R^{\vec{s}}} ds &= 0; \\ \int_s (\dot{H}_{\theta 1} \mp i \dot{H}_\varphi) e^{ikr_s R^{\vec{s}}} ds &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Условия (20) выполняются для любых углов θ, φ ; следовательно, в пределах передней полусферы всюду антенна излучает поле с круговой поляризацией, если $\dot{H}_y \mp i\dot{H}_x = 0$ или $\dot{H}_\theta \mp i\dot{H}_\varphi = 0$, т. е. законы амплитудно-фазовых распределений ортогональных компонент поля в раскрыве одинаковы и разность начальных фаз компонент равна $\pm \frac{\pi}{2}$. На характер этих законов и на форму раскрыва не накладывается никаких ограничений, они могут быть любыми. Например, раскрыв может быть прямоугольным, треугольным, круглым; амплитудное распределение — как симметричным, так и несимметричным; фазовое — постоянным, четным, или нечетным относительно середины раскрыва. Отсюда следует, что для излучения поля с круговой поляризацией падающая на раскрыв волна в общем случае не должна быть кругополяризованной.

Допустим, в частности, что фазовое распределение в раскрыве квадратично, т. е. на раскрыв падает приблизительно сферическая волна. Если в каждой точке фронта волны векторы полей поляризованы по кругу, то проекции их на плоскость раскрыва в общем случае поляризованы по эллипсу. Тогда законы амплитудных и фазовых распределений ортогональных компонент не одинаковы, т. е. условия (20) не выполняются.

Чтобы эти условия были выполнены, падающая на раскрыв сферическая волна должна быть эллиптически поляризованной так, чтобы проекции на плоскость раскрыва поляризационных эллипсов в каждой точке ее фронта были окружностями. Для этого большие полуоси поляризационных эллипсов должны быть касательными к дугам больших кругов сферического фронта волны, проходящим через точку касания сферы с плоскостью раскрыва.

Смещение облучателя из фокуса зеркала или линзы вдоль фокальной оси вызывает уменьшение коэффициента эллиптичности, если облучатель поляризован по кругу в пределах угла раскрыва. При невыполнении последнего условия такое смещение облучателя может привести даже к улучшению коэффициента эллиптичности.

К уменьшению коэффициента эллиптичности, как легко заметить, приводит смещение облучателя из фокуса поперек фокальной оси. Если, например, облучатель сместить в плоскости $хоz$, то отразившаяся от зеркала (или прошедшая через линзу) волна будет падать на раскрыв под некоторым углом α . Тогда, как видно из (126), проекция N_y уменьшится в $\cos \alpha$ раз, и условие (20) выполнявшееся до смещения облучателя, перестанет удовлетворяться. Поле излучения перестанет быть кругополяризованным, хотя на плоском фронте волны, наклоненном к плоскости раскрыва, оно поляризовано по кругу.

Рассмотрим некоторые возможности синтеза заданной поляризационной диаграммы с помощью условий (17) и (18).

2. СИНТЕЗ ЗАДАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ДИАГРАММЫ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕГРАЛА ФУРЬЕ

Из (17) и (18) видно, что для синтеза заданной поляризационной диаграммы $p(\theta, \varphi)$ достаточно, чтобы отношение ортогональных компонент электрического вектора излучения было равно определенной функции. Следовательно, решение задачи синтеза неоднозначно. Одну из указанных компонент можно считать известной, т. е. известным и определяющим ее амплитудно-фазовое распределение соответствующей компоненты поля в

раскрыве. Тогда задача сводится к отысканию амплитудно-фазового распределения второй, ортогональной ей компоненты поля.

Допустим, например, что известно распределение в раскрыве компоненты поля \dot{H}_y , а следовательно, и компоненты вектора излучения \dot{N}_x . Тогда необходимо отыскать распределение в раскрыве компоненты \dot{H}_x , если определяемая ею компонента электрического вектора излучения \dot{N}_y из (17) равна

$$\dot{N}_y = \dot{N}_x \frac{\operatorname{tg} \varphi + \dot{p}(\theta, \varphi)}{1 - \dot{p}(\theta, \varphi) \operatorname{tg} \varphi}. \quad (21)$$

Введем амплитудно-фазовые распределения компонент поля в раскрыве:

$$\begin{aligned} \dot{A}_x(x, y) &= \frac{\dot{H}_x}{\dot{H}_{x0}}, \\ \dot{A}_y(x, y) &= \frac{\dot{H}_y}{\dot{H}_{y0}}, \end{aligned} \quad (22)$$

где \dot{H}_{x0} и \dot{H}_{y0} — комплексные амплитуды компонент в начале координат. Тогда (21) можно записать в виде

$$\int_s \dot{A}_x(x, y) e^{ik\vec{r}_s \vec{R}^0} ds = - \frac{\dot{H}_{x0}}{\dot{H}_{y0}} \frac{\operatorname{tg} \varphi + \dot{p}(\theta, \varphi)}{1 - \dot{p}(\theta, \varphi) \operatorname{tg} \varphi} \int_s \dot{A}_y(x, y) e^{ik\vec{r}_s \vec{R}^0} ds. \quad (23)$$

Правая часть — известная комплексная функция углов θ, φ , которую обозначим через $\dot{f}(\theta, \varphi)$. Учитывая, что $\vec{r}_s \vec{R}^0 = x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi$, имеем

$$\int_s \dot{A}_x(x, y) e^{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} ds = \dot{f}(\theta, \varphi). \quad (24)$$

Таким образом, задача синтеза заданной поляризационной диаграммы сводится к тому же самому интегральному уравнению, которым определяется задача синтеза заданной диаграммы направленности плоским раскрывом. Для решения этой задачи можно воспользоваться обратным преобразованием Фурье [7].

Рассмотрим в качестве примера прямоугольный раскрыв со сторонами L_x и L_y . Введем обозначения:

$$\begin{aligned} \eta_x &= \frac{\pi L_x}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi; & \eta_y &= \frac{\pi L_y}{\lambda} \sin \theta \sin \varphi; \\ \zeta_x &= \frac{2x}{L_x}; & \zeta_y &= \frac{2y}{L_y}, \end{aligned}$$

Тогда (24) имеет вид

$$\dot{f}(\eta_x, \eta_y) = \int_s \int_s \dot{A}_x(\zeta_x, \zeta_y) e^{i(\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y)} d\zeta_x d\zeta_y. \quad (25)$$

Как хорошо известно, $\dot{A}_x(\zeta_x, \zeta_y)$ можно находить с помощью двойного преобразования Фурье:

$$\dot{A}_x(\zeta_x, \zeta_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{f}(\eta_x, \eta_y) e^{-i(\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y)} d\eta_x d\eta_y. \quad (26)$$

Найденное из (26) амплитудно-фазовое распределение $\dot{A}_x(\zeta_x, \zeta_y)$ будет точно воспроизводить $\dot{f}(\eta_x, \eta_y)$ в раскрыве конечных размеров, если $\dot{f}(\eta_x, \eta_y)$ имеет протяженно-ограниченный спектр [8, 9]. В этом случае будет точно воспроизводиться и заданная поляризационная диаграмма $\dot{p}(\theta, \varphi)$.

Итак, в случае плоского раскрыва заданную поляризационную диаграмму можно синтезировать тем же способом и с теми же ограничениями, что и диаграмму направленности.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ДИАГРАММЫ ОТ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ В РАСКРЫВЕ

В теории антенн хорошо изучена зависимость диаграммы направленности антенны от амплитудно-фазового распределения поля в ее раскрыве. Представляет несомненный интерес исследование зависимости поляризационной диаграммы от амплитудно-фазового распределения. В настоящей статье мы ограничимся случаем раскрыва прямоугольной формы.

Поле в раскрыве разложим на ортогональные компоненты, параллельные осям x и y прямоугольной системы координат, связанной с раскрывом. Амплитудно-фазовые распределения компонент считаем разделяющимися.

Синфазный раскрыв

Фазовое распределение в этом случае постоянно. Рассмотрим спадающее к краям раскрыва и симметричное относительно его середины амплитудное распределение поля и аппроксимируем его по каждой компоненте функцией

$$A(\zeta) = A + (1 - A) \cos^m \frac{\pi}{2} \zeta, \quad (27)$$

где $0 \leq A \leq 1$ — постоянный коэффициент, равный значению амплитуды на краю раскрыва, — пьедестал амплитудного распределения, $m = 1, 2, 3, \dots$ — целое число, определяющее скорость спадания амплитудного распределения.

Такое амплитудное распределение часто используют на практике при исследовании диаграмм направленности антенн. Тогда комплексные амплитуды ортогональных компонент вектора магнитного поля в раскрыве запишем в виде

$$\begin{aligned} \dot{H}_x &= \dot{H}_{x0} \left[A_{xx} + (1 - A_{xx}) \cos^{m_{xx}} \frac{\pi}{2} \zeta_x \right] \left[A_{xy} + (1 - A_{xy}) \cos^{m_{xy}} \frac{\pi}{2} \zeta_y \right]; \\ \dot{H}_y &= \dot{H}_{y0} \left[A_{yx} + (1 - A_{yx}) \cos^{m_{yx}} \frac{\pi}{2} \zeta_x \right] \left[A_{yy} + (1 - A_{yy}) \cos^{m_{yy}} \frac{\pi}{2} \zeta_y \right]. \end{aligned} \quad (28)$$

Таким образом, предполагаем, что амплитудное распределение компоненты \dot{H}_x спадает к краям по оси x — до значения A_{xx} , по оси y — до значения A_{xy} , то есть первый индекс соответствует наименованию компоненты поля, второй — оси, вдоль которой она изменяется. Аналогичные обозначения приняты для компоненты \dot{H}_y .

Подставив (28) в (12а) и (12б), найдем компоненты электрического вектора излучения, а из (16) — выражение для поляризационного отношения

$$\dot{p}(\theta, \varphi) = \frac{\dot{M}(\theta, \varphi) - \operatorname{tg} \varphi}{1 + \dot{M}(\theta, \varphi) \operatorname{tg} \varphi}, \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{M}(\theta, \varphi) = \frac{\dot{N}_y}{\dot{N}_x} = & - \frac{\dot{H}_{x0}}{\dot{H}_{y0}} \frac{A_{xx} \frac{\sin \eta_x}{\eta_x} + \frac{1 - A_{xx}}{2^{m_{xx}}} \sum_{\nu=0}^{m_{xx}} C_{m_{xx}}^{\nu} \frac{\sin \left[\eta_x + (m_{xx} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{\eta_x + (m_{xx} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}}{A_{yx} \frac{\sin \eta_x}{\eta_x} + \frac{1 - A_{yx}}{2^{m_{yx}}} \sum_{\nu=0}^{m_{yx}} C_{m_{yx}}^{\nu} \frac{\sin \left[\eta_x + (m_{yx} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{\eta_x + (m_{yx} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}} \times \\ & \times \frac{A_{xy} \frac{\sin \eta_y}{\eta_y} + \frac{1 - A_{xy}}{2^{m_{xy}}} \sum_{\nu=0}^{m_{xy}} C_{m_{xy}}^{\nu} \frac{\sin \left[\eta_y + (m_{xy} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{\eta_y + (m_{xy} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}}{A_{yy} \frac{\sin \eta_y}{\eta_y} + \frac{1 - A_{yy}}{2^{m_{yy}}} \sum_{\nu=0}^{m_{yy}} C_{m_{yy}}^{\nu} \frac{\sin \left[\eta_y + (m_{yy} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{\eta_y + (m_{yy} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}}; \quad (30) \\ C_m^{\nu} = & \frac{m!}{(m - \nu)! \nu!}. \end{aligned}$$

Предположим, что поле в центре раскрыва поляризовано по эллипсу, причем отношение ортогональных компонент поля равно:

$$\dot{p}_0 = \frac{\dot{E}_{y0}}{\dot{E}_{x0}} = \frac{\dot{H}_{x0}}{\dot{H}_{y0}} = p_0 e^{i\psi_0},$$

где ψ_0 — сдвиг по фазе между компонентами \dot{E}_{y0} и \dot{E}_{x0} .

Тогда модуль и аргумент поляризационного отношения равны соответственно:

$$|\dot{p}(\theta, \varphi)| = \sqrt{\frac{|\dot{M}(\theta, \varphi)|^2 + \operatorname{tg}^2 \varphi - 2 |\dot{M}(\theta, \varphi)| \operatorname{tg} \varphi \cos \psi_0}{1 + |\dot{M}(\theta, \varphi)|^2 \operatorname{tg}^2 \varphi + 2 |\dot{M}(\theta, \varphi)| \operatorname{tg} \varphi \cos \psi_0}}; \quad (31)$$

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{|\dot{M}(\theta, \varphi)| \sin \psi_0 (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)}{\operatorname{tg} \varphi (|\dot{M}(\theta, \varphi)|^2 - 1) + |\dot{M}(\theta, \varphi)| \cos \psi_0 (1 - \operatorname{tg}^2 \varphi)}. \quad (32)$$

Подставив (31) и (32) в (4) и (5), найдем модуль и аргумент поляризационного отношения круговых компонент.

Коэффициент эллиптичности и угол ориентации поляризационного эллипса в направлении θ, φ найдем из (6) и (7).

На основе расчетов по формулам (4) — (7) с учетом (30) — (31) можно построить пространственную картину поля с вращающейся поляризацией в дальней зоне. Для этого каждой точке полусферы $R = \operatorname{const}$, определяемой углами θ, φ , приведем в соответствие точку плоскости, используя для этого полярную систему координат. Вдоль радиуса отложим углы θ , а углы φ будем отсчитывать от оси x , соответствующей плоскости $\varphi = 0$. В любой точке θ, φ можно изобразить поляризационный эллипс с полученным значением коэффициента эллиптичности и угла ориентации.

Для простоты ограничимся исследованием коэффициента эллиптичности в главных плоскостях. Как видно из (31) и (32), в плоскости $\varphi = 0$ модуль поляризационного отношения компонент равен модулю отношения компонент электрического вектора излучения $|\dot{p}(\theta, \varphi)| = |\dot{M}(\theta, \varphi)|$, а сдвиг фаз между компонентами такой же, как и в центре

раскрыва $\psi = \psi_0$. В простейшем случае, когда $|\dot{\rho}(\theta, \varphi)| = |\dot{M}(\theta, \varphi)| = 1$, из (4) и (6) имеем

$$r = \left| \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2} \right|. \quad (23)$$

При $\psi_0 = 0$ поле линейно поляризовано; при $0 < \psi_0 < 90^\circ$ — эллиптически поляризовано. Угол ориентации эллипса постоянен и равен 45° . При $\psi_0 = 90^\circ$ поле становится кругополяризованным, что подтверждает выводы п. 1. В плоскости $\varphi = 90^\circ$ картина аналогична.

Рассмотрим более подробно требования для обеспечения круговой поляризации поля в дальней зоне при $\psi_0 = \frac{\pi}{2}$. Требование $|\dot{M}(\theta, \varphi)| = 1$ выполняется точно для любых углов θ , если амплитудные распределения обоих ортогональных компонент одинаковы вдоль оси x и оси y , а отношение амплитуд поля в центре раскрыва равно единице. Если это отношение не равно единице, то поле эллиптически поляризовано, а коэффициент эллиптичности его равен значению в центре раскрыва. Если амплитудные распределения ортогональных компонент не одинаковы, то для обеспечения кругополяризованного поля хотя бы в направлении оси главного максимума, поле в середине раскрыва, как видно из формулы (30), должно быть поляризовано по эллипсу с большей полуосью, параллельной компоненте поля с более быстрым спаданием амплитудного распределения к краям раскрыва [5]. Отношение компонент поля в центре раскрыва находим, полагая в (30) $|M(0,0)| = 1$ и $\eta_x = \eta_y = 0$:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\dot{H}_{y0}}{\dot{H}_{x0}} \right| &= \frac{A_{xx} + \frac{1 - A_{xx}}{2m_{xx}} \sum_{\nu=0}^{m_{xx}} C_{m_{xx}}^{\nu} \frac{\sin \left[(m_{xx} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{(m_{xx} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}}{A_{yy} + \frac{1 - A_{yy}}{2m_{yy}} \sum_{\nu=0}^{m_{yy}} C_{m_{yy}}^{\nu} \frac{\sin \left[(m_{yy} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{(m_{yy} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}} \times \\ &\times \frac{A_{xy} + \frac{1 - A_{xy}}{2m_{xy}} \sum_{\nu=0}^{m_{xy}} C_{m_{xy}}^{\nu} \frac{\sin \left[(m_{xy} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{(m_{xy} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}}{A_{yx} + \frac{1 - A_{yx}}{2m_{yx}} \sum_{\nu=0}^{m_{yx}} C_{m_{yx}}^{\nu} \frac{\sin \left[(m_{yx} - 2\nu) \frac{\pi}{2} \right]}{(m_{yx} - 2\nu) \frac{\pi}{2}}}. \end{aligned} \quad (34)$$

С другой стороны, если известно отношение ортогональных компонент поля в центре раскрыва и их амплитудные распределения вдоль одной из осей, из (34) легко найти требуемое значение pedestal амплитудного распределения одной из компонент вдоль другой оси по заданному значению другой компоненты и скоростях спадания их для обеспечения кругополяризованного поля в направлении оси главного максимума. Так, например, если амплитудные распределения вдоль оси y одинаковы ($A_{yy} = A_{\nu y}$; $m_{xy} = m_{yy}$) и $m_{xx} = m_{yx} = 1$, pedestal амплитудных распределений по оси x оказываются линейно-зависимыми:

$$A_{\nu x} = p_0 A_{\nu y} + 1,75 (p_0 - 1). \quad (35)$$

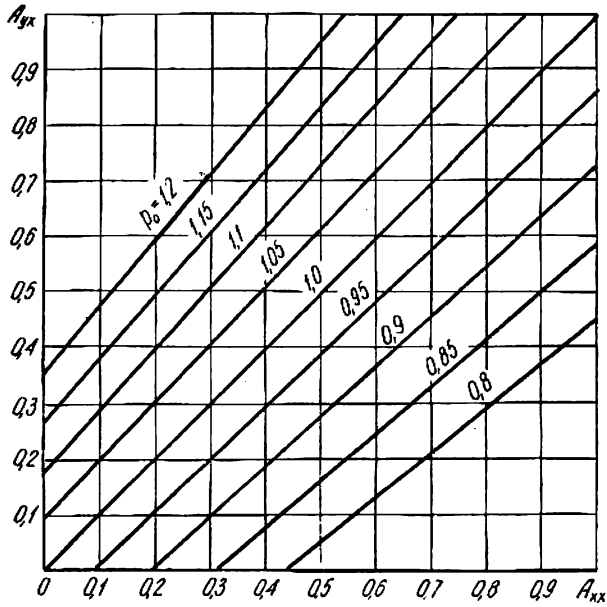


Рис. 2. Зависимость A_{yx} от A_{xx} для обеспечения круговой поляризации поля в направлении оси главного лепестка.

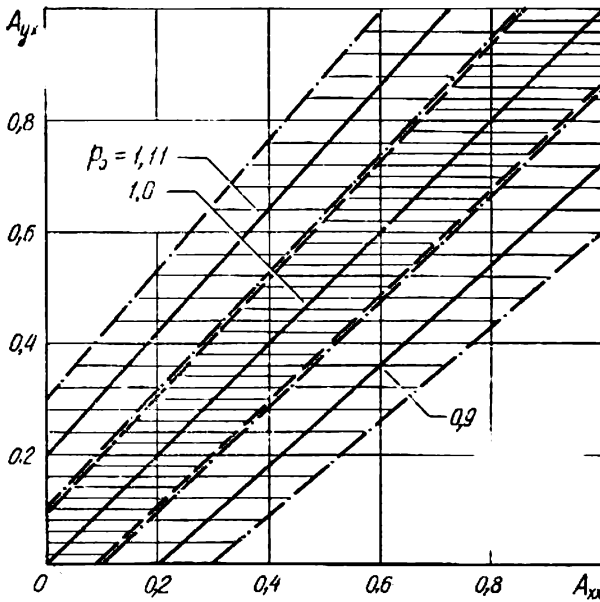


Рис. 3. Зависимость A_{yx} от A_{xx} для обеспечения коэффициента эллиптичности не ниже 0,95 в направлении оси главного лепестка

Из результатов расчета (рис. 2) по заданному p_0 и высоте пьедестала одной из компонент поля непосредственно определяется высота пьедестала второй компоненты, что имеет существенное значение при выборе диаграммы направленности облучателя.

На практике часто задают требуемое значение коэффициента эллиптичности не ниже определенной величины. В этом случае допустимые величины пьедесталов амплитудного распределения одной из компонент при заданной величине пьедестала другой будут находиться в некоторых пределах. На рис. 3 представлены зависимости A_{yx} (A_{xy}) для обеспечения коэффициента эллиптичности не ниже 0,95 при $p_0 = 0,9; 1,0; 1,11$. Сплошные линии в серединах соответствующих областей — зависимости A_{yx} (A_{xy}) для обеспечения круговой поляризации.

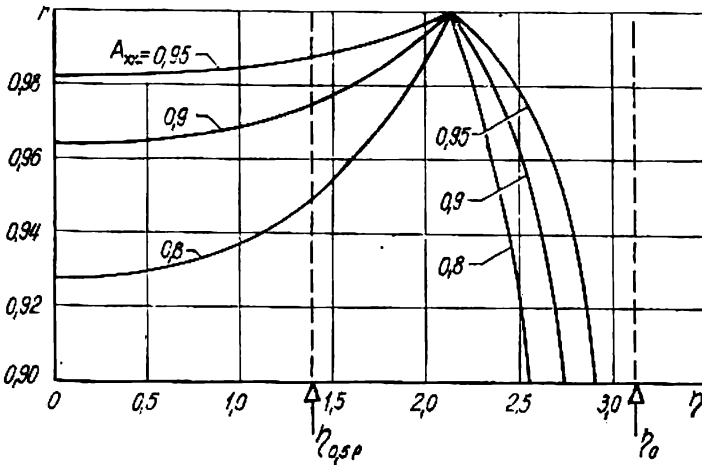


Рис. 4. Зависимость коэффициента эллиптичности от обобщенной угловой координаты η .

Рассмотрим зависимость коэффициента эллиптичности от направления в плоскости $\varphi = 0$ при $\psi_0 = \frac{\pi}{2}$. На рис. 4 приведены результаты расчетов при $p_0 = 1$; $A_{yx} = A_{xy}$; $m_{yx} = m_{xy}$; $A_{yx} = 1$; $m_{xx} = m_{xy} = 1$; $A_{xx} = 0,95; 0,9$ и $0,8$. Из рисунка видно, что коэффициент эллиптичности в направлении оси главного максимума меньше, чем коэффициент эллиптичности в центре раскрыва p_0 , и уменьшается с возрастанием разницы в значениях пьедесталов амплитудных распределений.

При отклонении от оси главного лепестка коэффициент эллиптичности сначала медленно приближается к значению в центре раскрыва. В пределах значений $\eta \leq 1,39$, соответствующих ширине главного лепестка по половине мощности (при постоянном амплитудном распределении), коэффициент эллиптичности будет почти постоянен. При $\eta \approx 2,1$, когда амплитуда поля падает до 0,4 от главного максимума, коэффициент эллиптичности равен значению в центре раскрыва. При дальнейшем увеличении η коэффициент эллиптичности уменьшается.

Отметим, что если амплитудные распределения поля в раскрыве аппроксимированы функциями

$$\begin{aligned} \dot{H}_x &= \dot{H}_{x0} [A_{xx} + (1 - A_{xx})(1 - \zeta_x^2)^{n_{xx}}] [A_{xy} + (1 - A_{xy})(1 - \zeta_y^2)^{n_{xy}}]; \\ \dot{H}_y &= \dot{H}_{y0} [A_{yx} + (1 - A_{yx})(1 - \zeta_x^2)^{n_{yx}}] [A_{yy} + (1 - A_{yy})(1 - \zeta_y^2)^{n_{yy}}]; \end{aligned} \quad (36)$$

то

$$\begin{aligned} \dot{M}(\theta, \varphi) = & \frac{\dot{H}_{x_0} \left[A_{xx} \frac{\sin \eta_x}{\eta_x} + (1 - A_{xx}) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2}{\eta_x} \right)^{n_{xx} + \frac{1}{2}} \Gamma(n_{xx} + 1) J_{n_{xx} + \frac{1}{2}}(\eta_x) \right]}{\dot{H}_{y_0} \left[A_{yx} \frac{\sin \eta_x}{\eta_x} + (1 - A_{yx}) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2}{\eta_x} \right)^{n_{yx} + \frac{1}{2}} \Gamma(n_{yx} + 1) J_{n_{yx} + \frac{1}{2}}(\eta_x) \right]} \times \\ & \times \frac{A_{xy} \frac{\sin \eta_y}{\eta_y} + (1 - A_{xy}) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2}{\eta_y} \right)^{n_{xy} + \frac{1}{2}} \Gamma(n_{xy} + 1) J_{n_{xy} + \frac{1}{2}}(\eta_y)}{A_{yy} \frac{\sin \eta_y}{\eta_y} + (1 - A_{yy}) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2}{\eta_y} \right)^{n_{yy} + \frac{1}{2}} \Gamma(n_{yy} + 1) J_{n_{yy} + \frac{1}{2}}(\eta_y)}; \end{aligned} \quad (37)$$

$\Gamma(n + 1) = n!$ — гамма-функция;

$J_{n + \frac{1}{2}}(\eta)$ — функция Бесселя $n + \frac{1}{2}$ -го порядка 1-го рода.

Расчеты по формуле (37) приводят к качественно тем же результатам, которые получены выше для аппроксимации полей в раскрыве вида (28).

Раскрыв с линейными фазовыми искажениями

Линейные фазовые искажения возникают в зеркальных и линзовых антеннах при небольших смещениях облучателя из фокуса в фокальной плоскости; они могут иметь место при погрешностях установки облучателей, а также вызываются умышленно для качания главного лепестка.

Рассмотрим случай, когда облучатель сместился вдоль оси x . Фронт волны при этом повернулся вокруг оси y на угол δ относительно плоскости раскрыва. Тогда, аппроксимируя амплитудные распределения на поверхности фронта волны формулами (28), компоненты \dot{H}_x и \dot{H}_y можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{H}_x = & \dot{H}_{x_0} \left[(A_{xx} + (1 - A_{xx}) \cos^{m_{xx}} \frac{\pi}{2} \zeta_x) \right] \left[(A_{xy} + (1 - A_{xy}) \cos^{m_{xy}} \frac{\pi}{2} \zeta_y) \cos \delta e^{ik_1 \zeta_x} \right]; \\ \dot{H}_y = & \dot{H}_{y_0} \left[(A_{yx} + (1 - A_{yx}) \cos^{m_{yx}} \frac{\pi}{2} \zeta_x) \right] \left[(A_{yy} + (1 - A_{yy}) \cos^{m_{yy}} \frac{\pi}{2} \zeta_y) e^{ik_1 \zeta_x} \right]; \end{aligned} \quad (38)$$

где k_1 — постоянный коэффициент, равный фазовым искажениям на краю раскрыва.

Поляризационное отношение определяется формулой (29), где $\dot{M}(\theta, \varphi)$ равно (30), умноженному на $\cos \delta$, и τ_x заменено на $\tau_x + k_1$. Тогда, если амплитудные распределения ортогональных компонент одинаковы, а сдвиг по фазе между ними равен 90° , коэффициент эллиптичности в направлении главного максимума равен произведению модуля отношения ортогональных компонент поля в центре раскрыва на косинус угла поворота фронта волны. На этот же угол поворачивается максимум главного лепестка диаграммы направленности. Величину $\cos \delta$ легко выразить через размеры раскрыва и коэффициент фазовых искажений k_1 :

$$\cos \delta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{k_1 \lambda}{\pi L_x} \right)^2}}. \quad (89)$$

Из результатов расчета для $\frac{L_x}{\lambda} = 10, 20, 50, 100$ (рис. 5) видно, что искажение коэффициента эллиптичности тем меньше, чем больше отношение размеров раскрыва к длине волны причем, коэффициент эллиптичности снижается весьма незначительно.

Если амплитудные распределения компонент поля постоянны, то величина $\frac{k_1}{2\pi}$ равна углу поворота диаграммы направленности в долях

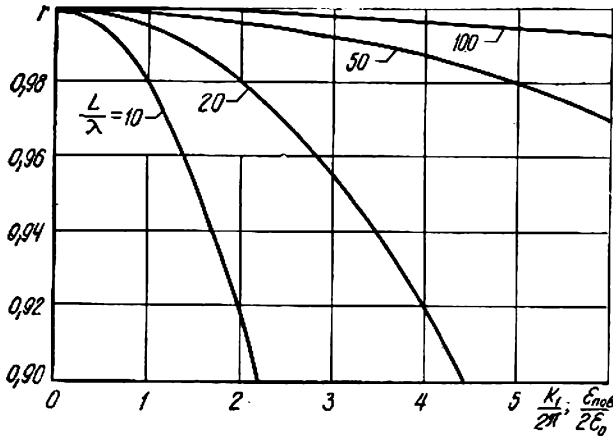


Рис. 5. Зависимость коэффициента эллиптичности от линейных фазовых искажений.

ее ширины «по нулям» $\frac{\epsilon_{пов}}{2\epsilon_0}$. По графикам рис. 5 можно непосредственно определить снижение коэффициента эллиптичности для данного раскрыва при заданном угле поворота диаграммы направленности.

Из приведенного рассмотрения видно, что качание луча с использованием линейных фазовых искажений возможно и в антеннах с круговой поляризацией без значительного ухудшения коэффициента эллиптичности.

Раскрыв с квадратичными фазовыми искажениями

Квадратичные фазовые искажения возникают в апертурных антеннах при смещении облучателя из фокуса вдоль фокальной оси и могут встречаться на практике. Рассмотрим случай, когда благодаря смещению линейного облучателя из линии фокусов на раскрыв падает цилиндрическая волна с осью цилиндрической поверхности, параллельной оси u . Тогда распределение компонент магнитного вектора поля в раскрыве можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{H}_x &= \dot{H}_{x0} [A_{xx} + (1 - A_{xx})(1 - \zeta_x^2)^{n_{xx}}] [A_{xu} + (1 - A_{xu})(1 - \zeta_u^2)^{n_{xu}}] \cos \gamma e^{i k_2 \zeta_x^2}; \\ \dot{H}_u &= \dot{H}_{u0} [A_{ux} + (1 - A_{ux})(1 - \zeta_x^2)^{n_{ux}}] [A_{uu} + (1 - A_{uu})(1 - \zeta_u^2)^{n_{uu}}] e^{i k_2 \zeta_x^2}; \end{aligned} \quad (40)$$

где γ — угол между плоскостью раскрыва и плоскостью, касательной к фронту волны в точке ζ_x ;

k_2 — постоянный коэффициент, равный фазовым искажениям на краю раскрыва.

Выразим $\cos \gamma$ через коэффициент k_2 и размеры раскрыва:

$$\cos \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2k_2 \lambda}{\pi L_x} \zeta_x\right)^2}}. \quad (41)$$

Рассмотрим случай, когда амплитудные распределения по оси y одинаковы т. е. $n_{yx} = n_{yy}$ и $A_{xy} = A_{yy}$ и $n_{xx} = n_{yx} = 1$, а фазовые искажения малы и справедливо разложение

$$\cos \gamma \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2k_2 \lambda}{\pi L_x}\right)^2 \zeta_x^2.$$

Тогда для поляризационного отношения в направлении главного максимума получим

$$\dot{\rho} = \frac{\dot{N}_y}{\dot{N}_x} = - \frac{\dot{H}_{x0} \Phi(k_2) - (1 - A_{xx} + b) \Theta(k_2) + (1 - A_{xx}) b T(k_2)}{\dot{H}_{y0} \Phi(k_2) - (1 - A_{yx}) \Theta(k_2)}; \quad (42)$$

где

$$b = \frac{1}{2} \left(\frac{2k_2 \lambda}{\pi L_x}\right)^2;$$

$$\Phi(k_2) = \frac{2}{\sqrt{2k_2/\pi}} \left[C\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right) + i S\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right) \right];$$

$$\Theta(k_2) = \frac{1}{k_2} \left\{ \left[\sin k_2 - \frac{S\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right)}{\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}} \right] - i \left[\frac{\cos k_2}{k_2} - \frac{C\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right)}{\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}} \right] \right\};$$

$$T(k_2) = \frac{1}{k_2} \left\{ \left[\sin k_2 + \frac{3}{2k_2} \left(\cos k_2 - \frac{C\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right)}{\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}} \right) \right] - \right.$$

$$\left. - i \left[\cos k_2 - \frac{3}{2k_2} \left(\sin k_2 - \frac{S\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right)}{\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}} \right) \right] \right\};$$

$C\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right); S\left(\sqrt{\frac{2k_2}{\pi}}\right)$ — интегралы Френеля.

Из (42) видно, что поляризационное отношение, даже при постоянных амплитудных распределениях, комплексная величина и зависит от величины коэффициента k_2 . Однако, как показывают расчеты, изменения коэффициента эллиптичности незначительны. Например, для раскрыва с $\frac{L_x}{\lambda} = 10$ при $A_{yx} = A_{xx} = 0$, круговой поляризации в центре раскрыва и фазовых искажениях $k_2 = \frac{\pi}{4}$, коэффициент эллиптичности снижается от 1 до 0,998.

ВЫВОДЫ

В работе исследуется зависимость поляризационной диаграммы от амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве антенны. Выведены условия синтеза заданной поляризационной диаграммы.

Если амплитудно-фазовое распределение одной из ортогональных компонент задано или известно, то задача синтеза заданной поляризационной диаграммы сводится к отысканию ортогональной ей компоненты. При этом для решения задачи можно воспользоваться обратным преобразованием Фурье.

Чтобы антенна была поляризована по кругу в пределах всего переднего полупространства, амплитудные распределения ортогональных компонент должны быть одинаковыми, и сдвиг фаз между ними должен быть равным $\pm \frac{\pi}{2}$ в раскрыве любой формы. При неодинаковых амплитудных распределениях антенна поляризована по кругу в направлении главного максимума, если ортогональные компоненты электрического поля в центре раскрыва поляризованы по эллипсу, большая полуось которого параллельна компоненте поля с более быстрым спаданием амплитуды к краям раскрыва. Найдена зависимость величины коэффициента эллиптичности в центре прямоугольного синфазного раскрыва, необходимая для круговой поляризации в главном максимуме, от распределений поля по компонентам.

Исследована поляризационная диаграмма прямоугольного раскрыва. В синфазном раскрыве различие в скоростях спадания амплитудных распределений ортогональных компонент поля приводит к снижению коэффициента эллиптичности. Это снижение тем меньше, чем больше отношение размеров раскрыва к длине волны и чем меньше отличаются скорости спадания компонент.

Линейные фазовые искажения снижают коэффициент эллиптичности пропорционально косинусу угла поворота главного лепестка диаграммы направленности. Уменьшение коэффициента эллиптичности можно компенсировать подбором амплитудного распределения.

Квадратичные фазовые искажения также приводят к снижению коэффициента эллиптичности. Если амплитудные распределения ортогональных компонент поля в раскрыве постоянны, то эти искажения весьма незначительны.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Вестник информаций», 1952, № 23, стр. 4 — 7.
2. П и р ш е. Вопросы радиолокационной техники, 1955, № 6 (30), стр. 3 — 25.
3. Антенны эллиптической поляризации, ИЛ, 1961.
4. L. E. R a b u r n. IRE Transactions on Antennas and Propagation, v. AP — 8, № 1, стр. 43 — 49, 1960.
5. L. J. K u s k o w s k i, A. M. M e S o y. IRE International Convention Record, p. 1, стр. 35 — 40, 1960.
6. Ю. В. Ш у б а р и н. Антенны сверхвысоких частот. Изд-во ХГУ, Харьков, 1960.
7. Антенны сантиметровых волн, т. 1. «Сов. радио», 1950.
8. Я. И. Х у р г и н, В. П. Я к о в л е в. Методы теории целых функций в радиотехнике, теории связи и оптике, ГИФМЛ, 1962.
9. Б. М. М и н к о в и ч. «Радиотехника и электроника», т. VII, № 1, 171 — 173, 1962.