

УДК-621.396

И. Д. ГЛАДКОСКОК, П. Л. ТОКАРСКИЙ, канд. техн. наук

ПОЛЕ РАССЕЙНИЯ ОТРАЖАТЕЛЯ ТИПА СПИРАФАЗНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Создание плоских управляемых радиолокационных отражателей волн круговой поляризации на основе спирафазных антенных решеток представляется весьма перспективным. Как отмечено в работе [1], формирование максимума переизлучения в заданном направлении в этих решетках обеспечивается соответствующим выбором ориентации отдельных переизлучающих элементов (ПЭ) (рис. 1). Отсутствие традиционных фазовращателей значительно упрощает их конструкцию. Вместе с тем направленные свойства спирафазных антенных решеток к настоящему времени исследованы недостаточно.

Предложена методика анализа плоских отражателей волн круговой поляризации, построенных на основе спирафазной антенной решетки, приведены результаты расчета поля рассеяния.

Рассмотрим радиолокационный отражатель, состоящий из идентичных тонкопроволочных ПЭ произвольной формы, которые рас-

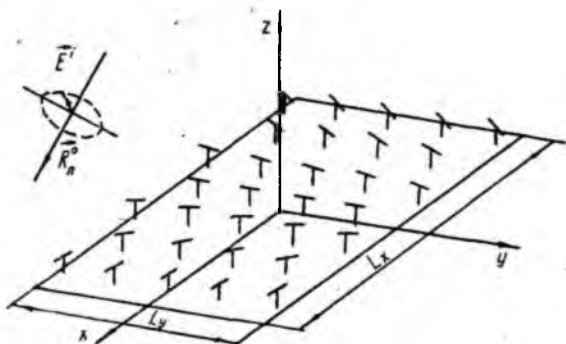


Рис. 1

положены над конечным металлическим экраном. Пример конструкции такого отражателя показан на рис. 1. Ориентация каждого ПЭ задается углом поворота α_{nm} вокруг нормали к экрану. Отражатель облучается плоской электромагнитной волной, распространяющейся в направлении единичного вектора \bar{R}^0 , напряженностью E^i . Для расчета характеристик направленности применим аппарат поляризационных матриц рассеяния [2]. Искомое поле рассеяния отражателя E^s представим в виде суперпозиции полей, переизлученного дискретной системой ПЭ- E_p^s и отраженного от конечного экрана- E_s^s . Поле рассеяния отражателя связано с полем падающей волны соотношением

$$E^s = E_p^s + E_s^s = ([S]_p + [S]_s) E^i \chi(R), \quad (1)$$

где $[S]_p$, $[S]_s$, поляризационные матрицы рассеяния дискретной системы ПЭ и экрана соответственно; $\chi(R) = \exp(-j\beta R)/R$; $\beta = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны; R — расстояние до точки наблюдения. Угловая зависимость элементов ПМР отражателя характеризует его направленные свойства в заданном поляризационном базисе (например, кругополяризованном).

Для определения ПМР дискретной системы тонкопроволочных ПЭ воспользуемся методом интегральных уравнений [3]. Разобьем проводники, образующие дискретную систему ПЭ, на сегменты и представим распределение токов в виде разложения по конечномерной системе базисных функций подобластей $\{g_m(l)\}$. Да-

лее, применив процедуру Галеркина, получим систему уравнений Кирхгофа относительно амплитуд токов на клеммах этих сегментов. Поле рассеяния в дальней зоне решетки, возбуждаемой плоской волной, описывается выражением

$$\vec{E}_p^s = j \frac{Z_0}{2\lambda} \langle \vec{\Phi}(R^0) [Z]^{-1} \vec{\Phi}(\vec{R}_n^0) \rangle \vec{E}^i \chi(R), \quad (2)$$

где Z_0 — характеристическое сопротивление свободного пространства; $[Z]$ — матрица собственных и взаимных сопротивлений сегментов, в которой учтены включенные в структуру ПЭ сосредоточенные и распределенные нагрузки (в том числе и сопротивление потерь); $\langle \vec{\Phi} \rangle$ — матрица-столбец функций направленности сегментов $\vec{\Phi}_m$, определяемых соотношением

$$\vec{\Phi}_m(\vec{R}^0) = j \int_{L_m} [\vec{R}^0 \cdot \vec{g}_m(l)] e^{j\beta(\vec{R}^0 \cdot \vec{r})} dl, \quad (3)$$

где L_m — контур, задающий геометрию m -го сегмента; \vec{R}^0 — единичный вектор, характеризующий направление (θ, φ) на точку наблюдения; \vec{r} — радиус-вектор текущей точки интегрирования. Сравнивая (1) и (2), получаем соотношение для расчета ПМР дискретной системы тонкопроволочных ПЭ:

$$[S]_p = j \frac{Z_0}{2\lambda} \langle \vec{\Phi}(\vec{R}^0) [Z]^{-1} \vec{\Phi}(\vec{R}_n^0) \rangle. \quad (4)$$

Можно показать [2], что полученное соотношение инвариантно относительно выбора поляризационного базиса.

Поляризационную матрицу рассеяния плоского металлического экрана конечных размеров вычисляем, решая задачу дифракции плоской волны в приближении Гюйгенса—Кирхгофа [4]. В этом приближении соотношение для расчета поля рассеяния экрана \vec{E}_s^s имеет вид

$$\vec{E}_s^s = j \frac{\chi(R)}{\lambda} \int_S [\vec{R}^0 [\vec{R}^0 [n [\vec{R}_n^0 \vec{E}^i]]]] e^{j\beta(\vec{R}^0 + \vec{R}_n^0) \cdot \vec{r}} dS,$$

где n — единичный вектор нормали к поверхности s . Поскольку экран плоский, то последнее соотношение можно переписать следующим образом:

$$\vec{E}_s^s = j \frac{\chi(R)}{\lambda} [\vec{R}^0 [\vec{R}^0 [n [\vec{R}_n^0 \vec{E}^i]]]] \int_S e^{j\beta(\vec{R}^0 + \vec{R}_n^0) \cdot \vec{r}} dS. \quad (5)$$

Выражение, стоящее перед интегралом, определяет поляризационную структуру поля рассеяния, а интеграл — диаграммную функцию, зависящую только от размеров, формы металлического экра-

на направлений прихода падающего поля (θ_n, φ_n) и на точку наблюдения (θ, φ) . В базисе кругополяризованных волн соотношение (5) представим в виде

$$\begin{pmatrix} E_R^s \\ E_L^s \end{pmatrix} = \kappa(R) \begin{bmatrix} S_{RR}^s & S_{RL}^s \\ S_{LR}^s & S_{LL}^s \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_R^i \\ E_L^i \end{pmatrix},$$

где

$$S_{RR}^s = j \frac{A}{4\lambda} [(\cos \theta + 1)(\cos \theta_n - 1) e^{-j(\varphi - \varphi_n)} - (\cos \theta - 1)(\cos \theta_n + 1) e^{j(\varphi - \varphi_n)}]; \quad (6)$$

$$S_{LR}^s = -\frac{A}{4\lambda} [(\cos \theta + 1)(\cos \theta_n + 1) e^{-j(\varphi - \varphi_n)} - (\cos \theta - 1)(\cos \theta_n - 1) e^{j(\varphi - \varphi_n)}].$$

$$S_{RL}^s = S_{LR}^{s*}; \quad S_{LL}^s = S_{RR}^{s*}; \quad A = jS_0 \cdot F_s(\vec{R}^0, \vec{R}_n^0);$$

$$F_s(\vec{R}^0, \vec{R}_n^0) = \frac{1}{S_0} \int_S \exp [j\beta(\vec{R}^0 + \vec{R}_n^0) \vec{r}] dS, \quad (7)$$

где S_0 — площадь поверхности экрана; R, L — индексы, указывающие на принадлежность величины к поляризации правого или левого вращения.

Используем полученные соотношения (1), (4), (6)–(7) для исследования угловых зависимостей ПМР отражателя с ПЭ простейшего типа. С этой целью рассмотрим ПМР дискретной

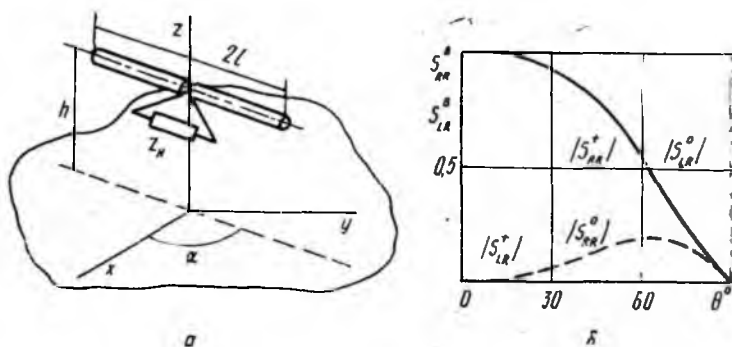


Рис. 2

периодической системы ПЭ в виде прямолинейных проволочных нагруженных вибраторов, расположенных параллельно конечному металлическому экрану прямоугольной формы. Общий вид ПЭ показан на рис. 2, а. Согласно (4) поляризационная матрица этого ПЭ в кругополяризованном базисе

$$[S^s] = \frac{Z_0}{2\lambda(Z_A + Z_n)} \begin{bmatrix} \Phi_R(\vec{R}^0) \Phi_R(\vec{R}_n^0) & \Phi_R(\vec{R}^0) \Phi_L(\vec{R}_n^0) \\ \Phi_L(\vec{R}^0) \Phi_R(\vec{R}_n^0) & \Phi_L(\vec{R}^0) \Phi_L(\vec{R}_n^0) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где Φ_R, Φ_L — составляющие диаграммы направленности ПЭ в кругополяризованном базисе; Z_A — его собственное сопротивление; Z_n — сопротивление нагрузки. Предполагая синусоидальный закон распределения тока на поверхности ПЭ и используя (3), вычисляем Φ сначала в линейно-поляризованном базисе ортов сферической системы θ^0, φ^0 :

$$\vec{\Phi} = \vec{\theta}^0 \Phi_\theta + \vec{\varphi}^0 \Phi_\varphi, \quad (9)$$

где $\Phi_\theta = -jI_d \cos \theta \cos(\varphi - \alpha) T(\theta, \varphi)$; $\Phi_\varphi = jI_d \sin(\varphi - \alpha) T(\theta, \varphi)$,

$$T(\theta, \varphi) = \frac{\cos |\beta l \cos(\varphi - \alpha) \sin \theta| - \cos \beta l}{(1 - \cos \beta l)[1 - \cos^2(\varphi - \alpha) \sin^2 \theta]};$$

I_d — действующая длина вибратора, $I_d = 2(1 - \cos \beta l) / \beta \sin \beta l$. Функция $T(\theta, \varphi)$ для вибраторов длиной $2l \leq 0,5 \lambda$ практически не зависит от θ, φ, l и принимает значения, близкие к 1, поэтому в дальнейшем полагаем $T(\theta, \varphi) = 1$. Преобразовав (9) в базис кругополяризованных волн, согласно работе [5] получим

$$\Phi_R(\theta, \varphi) = -j \frac{I_d}{2\sqrt{2}} [(\cos \theta + 1) e^{-j(\varphi - \alpha)} + (\cos \theta - 1) e^{j(\varphi - \alpha)}];$$

$$\Phi_L(\theta, \varphi) = -\frac{I_d}{2\sqrt{2}} [(\cos \theta + 1) e^{j(\varphi - \alpha)} + (\cos \theta - 1) e^{-j(\varphi - \alpha)}].$$

Эти соотношения подставим в (8) и вычислим элементы ПМР вибратора:

$$\left. \begin{aligned} S_{RR}^a \\ S_{LL}^a \end{aligned} \right\} = \mp jB [(\cos \theta + 1)(\cos \theta_n + 1) e^{\mp j(\varphi - \varphi_n) \pm j2\alpha} +$$

$$+ (\cos \theta - 1)(\cos \theta_n - 1) e^{\pm j(\varphi - \varphi_n) \mp j2\alpha} + (\cos \theta + 1) \times$$

$$\times (\cos \theta_n - 1) e^{\mp j(\varphi - \varphi_n)} + (\cos \theta - 1)(\cos \theta_n + 1) e^{\mp j(\varphi - \varphi_n)}]; \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{RL}^a \\ S_{LR}^a \end{aligned} \right\} = -B [(\cos \theta + 1)(\cos \theta_n - 1) e^{\mp j(\varphi - \varphi_n) \pm j2\alpha} +$$

$$+ (\cos \theta - 1)(\cos \theta_n + 1) e^{\pm j(\varphi - \varphi_n) \mp j2\alpha} + (\cos \theta + 1) \times$$

$$\times (\cos \theta_n + 1) e^{\mp j(\varphi - \varphi_n)} + (\cos \theta - 1)(\cos \theta_n - 1) e^{\pm j(\varphi - \varphi_n)}],$$

где $B = Z_0 \cdot I_d / 16\lambda (Z_A + Z_n)$. Учитывая, что $I_d = 2\sqrt{\sigma_{эф} \cdot R_A / Z_0}$ ($\sigma_{эф}$ — эффективная площадь ПЭ, $R_A = \text{Re}(Z_A)$), представим выражение для расчета B в виде $B = \sigma_{эф} R_A / [4\lambda (Z_A + Z_n)]$.

Анализ элементов ПМР прямолинейного проволочного ПЭ показывает, что их значения зависят от эффективной площади ПЭ и нагрузки на клеммах. Как следует из (10), по характеру зависимо-

сти поля рассеяния ПЭ от угла поворота α матрицу $[S^b]$ можно рассматривать в виде суммы трех слагаемых

$$[S^b] = [S^0] + [S^+] e^{\pm j2\alpha} + [S^-] e^{\mp j2\alpha}. \quad (11)$$

Первое из этих слагаемых не зависит от угла α (формирует неуправляемую часть поля рассеяния), а два других $[S^+]$ и $[S^-]$ (управляемые) зависят от него. При повороте ПЭ изменяются только фазы управляемых слагаемых (следовательно, фазы рассеиваемых управляемых полей). Набег фазы управляемого поля в два раза больше угла поворота α . Исследуем угловые зависимости элементов ПМР прямолинейного вибратора, который облучается кругополяризованным полем правого вращения. В этом случае достаточно рассчитать элементы S_{RR}^b и S_{LR}^b . Наличие экрана учитываем соответствующим множителем $\Phi_s = -4 \sin(\beta h \cos \theta) \sin(\beta h \cos \theta_n)$, на который умножим каждый из элементов ПМР. На рис. 2, б приведены зависимости модулей S_{RR}^0 , S_{RR}^+ , S_{LR}^0 и S_{LR}^+ от θ , нормированные относительно максимального значения S_{LR}^0 . Предполагалось, вибратор расположен на высоте $h = 0,25 \lambda$ и возбуждается волной, приходящей из направления $\theta_n = 0^\circ$, $\varphi_n = 180^\circ$. Согласно (10) S_{RR}^- и S_{LR}^- в этом случае равны нулю, а при других θ_n их вклад в поле рассеяния решетки незначителен. Анализ приведенных на рис. 2, б зависимостей показывает, что поле рассеяния основной поляризации элементарного ПЭ определяется, главным образом, управляемым слагаемым S_{RR}^+ . Влияние неуправляемого слагаемого S_{RR}^0 , также участвующего в формировании поля этой поляризации, при $\theta < 30^\circ$ незначительно, при $\theta \approx 60^\circ$ примерно в три раза слабее управляемого. В кроссполяризационное поле рассеяния ПЭ, наоборот, наибольший вклад вносит неуправляемое слагаемое S_{LR}^0 , влияние же управляемого S_{LR}^+ проявляется лишь при θ , близких к 60° . Уровни основной и кроссполяризационной составляющих поля рассеяния элементарного ПЭ между собой равны. Наличие управляемого слагаемого в ПМР свидетельствует о возможности формирования любого фазового распределения поля основной поляризации в раскрыве отражателя. Рассмотрим теперь плоскую периодическую решетку из элементарных ПЭ, которые расположены в узлах прямоугольной координатной сетки. Решетка содержит N_x рядов с шагом d_x вдоль оси x и N_y рядов с шагом d_y вдоль оси y . Ориентация каждого ПЭ зависит от его положения в решетке. Поляризационную матрицу решетки запишем в виде

$$[S]_p = \sum_n \sum_m [S^b]_{nm} \exp [j\beta (\vec{R}^0 + \vec{R}_n^0) \cdot \vec{r}_{nm}],$$

где \vec{r}_{nm} — радиус-вектор, характеризующий положение ПЭ в решетке, $\vec{r}_{nm} = x^0 d_x (n - 1) + y^0 d_y (m - 1)$; x^0 , y^0 — орты декартовой

системы координат. Пренебрегая взаимным влиянием и используя (11), получаем следующее выражение для ПМР решетки ПЭ:

$$[S]_p = N \{ [S^0] F^0 + [S^+] \cdot F^+ + [S^-] F^- \},$$

где N — общее количество ПЭ, равное $N = N_x N_y$; F^0 , F^+ , F^- — множители диаграммы направленности дискретной системы ПЭ по выделенным управляемым и неуправляемым слагаемым поля рассеяния:

$$F^0 = \frac{1}{N} \sum_n \sum_m \exp [j\beta (\bar{R}^0 + \bar{R}_n^0) \bar{r}_{nm}];$$

$$F^+ = \frac{1}{N} \sum_n \sum_m \exp [j\beta (\bar{R}^0 + \bar{R}_n^0) \bar{r}_{nm} + j2\alpha_{nm}];$$

$$F^- = \frac{1}{N} \sum_n \sum_m \exp [j\beta (\bar{R}^0 + \bar{R}_n^0) \bar{r}_{nm} - j2\alpha_{nm}]. \quad (12)$$

Следовательно, в соответствии с фазовым сдвигом, обусловленным поворотом ПЭ, поле рассеяния решетки по каждой из поляризаций можно рассматривать в виде трех слагаемых, каждое из которых характеризуется своей диаграммой направленности. Положение главных максимумов этих диаграмм можно определить, анализируя соответствующие множители направленности. По каждому лучу множитель направленности имеет форму, аналогичную множителю направленности двумерной антенной решетки подобной геометрии с линейным фазовым законом возбуждения. В частности, неуправляемое слагаемое ПМР всегда формирует луч, максимум которого наблюдается в направлении, зеркальном приходу падающего поля ($\theta_3 = \theta_0$, $\varphi_3 = \varphi_0 + 180^\circ$). Если задано направление фазирования отражателя θ_0 , φ_0 , то, используя условие синфазного сложения полей основной поляризации отдельных ПЭ $\beta (\bar{R}^0 + \bar{R}_n^0) \bar{r}_{nm} + 2\alpha_{nm} = 0$, получаем соотношение для расчета их углов поворота в решетке: $\alpha_{nm} = \alpha_x (n-1) + \alpha_y (m-1)$, где $\alpha_x = -0,5\beta d_x (\sin \theta_n \cos \varphi_n + \sin \theta_0 \cos \varphi_0)$; $\alpha_y = -0,5\beta d_y (\sin \theta_n \times \sin \varphi_n + \sin \theta_0 \sin \varphi_0)$. Положение максимума другого (паразитного) управляемого луча однозначно определяется из (12) при известных α_{nm} .

Фазовое распределение возбуждения в раскрыве плоского отражателя целесообразно описывать коэффициентами замедления вдоль осей координат ξ_x , ξ_y [5]. Для спирафазной периодической решетки эти коэффициенты приобретают особый смысл, так как непосредственно связаны с ее геометрией следующими соотношениями: $\xi_x = 2\alpha_x / \beta d_x$; $\xi_y = 2\alpha_y / \beta d_y$. Помимо этого легко устанавливается связь ξ_x и ξ_y с направлениями прихода падающего поля и фазирования:

$$\xi_x = -(\sin \theta_n \cos \varphi_n + \sin \theta_0 \cos \varphi_0); \quad \xi_y = -(\sin \theta_n \sin \varphi_n + \sin \theta_0 \sin \varphi_0).$$

Последнее соотношение позволяет сделать ряд интересных выводов. При условии, что направление прихода падающего поля и фазирования принадлежит одной плоскости (допустим, xOz) и $\xi_x=0$, θ_0 всегда равно θ_n . Направление максимума главного лепестка множителя направленности F^+ , $\theta_n < \theta_0$ при $\xi_x < 0$ и $\theta_n >$

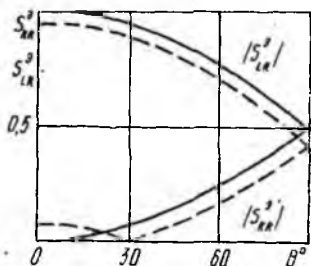


Рис. 3

$> \theta_0$ при $\xi_x > 0$. Существует некоторое значение ξ_x , равное $\sin \theta_n - 1$, при котором управляемый луч начинает скользить вдоль плоскости раскрыва решетки. Учитывая связь коэффициента замедления фазовой скорости возбуждения с ориентацией ПЭ в решетке, целесообразно использовать этот показатель при данных значениях θ_n , φ_n (например, $\theta_n=0^\circ$, $\varphi_n=180^\circ$) для характеристики переизлучательных свойств спирафазных отражателей.

Для исследования поляризационной структуры поля рассеяния экрана рассмотрим угловую зависимость ПМР бесконечно малой площадки dS . В этом случае исключается влияние диаграммной функции F_θ , так как $F_\theta=1$. Полученные зависимости нормированных значений элементов S^2_{RR} , S^2_{LR} показаны на рис. 3. Здесь кривыми обозначено: (—) — $\theta_n=0^\circ$, (---) — $\theta_n=30^\circ$. Из рисунка видно, что поле рассеяния кругополяризованной волны в зеркальном направлении и обратном ему содержит только кроссполяризационную составляющую. В остальных направлениях поле рассеяния экрана представлено обеими составляющими, причем уровень основной возрастает, а кроссполя-

ризации снижается с увеличением θ . Функция $F_\theta(R^0, R^0_n)$ (7) — множитель направленности плоского раскрыва, возбуждаемого плоской электромагнитной волной. Независимо от формы экрана отраженное поле имеет максимум в направлении, зеркальном направлению прихода падающего поля. Анализ соотношений (6) и (10) с учетом влияния экрана показывает, что элементы ПМР S^2_{LR} и S^2_{LR} , отвечающие за формирование поля кроссполяризации, близки по уровню и характеру пространственного распределения, но противоположны по знаку. Это дает возможность заметно подавить кроссполяризационную составляющую поля отражателя путем соответствующего подбора размеров экрана и геометрии решетки ПЭ.

В качестве примера приведем результаты расчета поля рассеяния отражателя прямоугольной формы (рис. 1). Резонансные ПЭ в форме короткозамкнутых проволочных диполей расположены на высоте $h=0,25 \lambda$ в узлах гексагональной сетки, период которой вдоль оси x равен $d_x=0,588 \lambda$, вдоль оси y — $d_y=0,344 \lambda$. Количество рядов по оси $x=N_x=7$, по оси $y=N_y=11$. Размеры прямоугольного экрана: $L_x=4,11 \lambda$, $L_y=3,74 \lambda$. Отражатель возбужда-

ется кругополяризованным полем правого вращения. На рис. 4 показана диаграмма рассеяния отражателя, облучаемого из направления $\theta_{\text{п}}=0^\circ$, $\varphi_{\text{п}}=180^\circ$ по полю основной (рис. 4, а) и кросс-поляризаационных составляющих (рис. 4, б) для двух направлений фазирования, где сплошная кривая соответствует ($\theta_0=0^\circ$, $\varphi_0=0^\circ$; пунктирная — $\theta_0=30^\circ$, $\varphi_0=0^\circ$). Из графиков следует, что диаграмма направленности отражателя по полю основной поля-

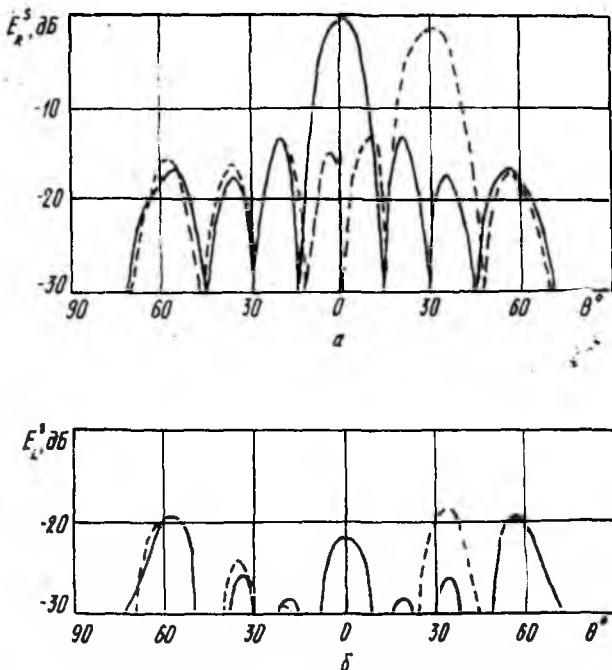


Рис. 4

ризации подобна диаграмме направленности аналогичной ФАР. Уровень поля кроссполяризации незначителен (благодаря подбору геометрии решетки и площади экрана) и практически не изменяется при сканировании. Следующий рисунок (рис. 5) иллюстрирует зависимость направления максимума поля основной поляризации θ_0 в плоскости падения от направления прихода падающего поля $\theta_{\text{п}}$, при заданных коэффициентах замедления ξ_{x0} (при этом $\xi_{y0}=\theta$). В качестве исходных данных приняты следующие значения ξ_{x0} : кривая 4 — $\xi_{x0}=0$, 3 — $\xi_{x0}=-0,258$; 2 — $\xi_{x0}=-0,5$; 1 — $\xi_{x0}=-0,707$. Как видно из рисунка, при $\xi_{x0}=0$ зависимость θ_0 от $\theta_{\text{п}}$ имеет линейный характер, т. е.

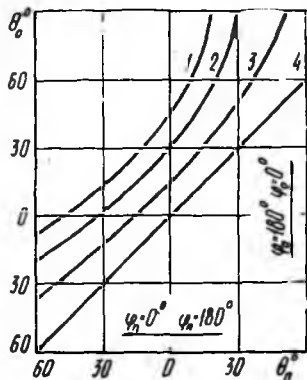


Рис. 5

отражатель работает как плоский металлический экран. При $|\xi_{x0}| > \theta$ эта зависимость становится нелинейной, причем крутизна ее возрастает с увеличением $|\xi_{x0}|$ и θ_p . Из приведенных графиков можно определить значения θ_p , при которых переизлученное поле начинает скользить вдоль плоскости раскрыва отражателя.

Таким образом, с помощью предложенной методики расчета получены соотношения, позволяющие изучить механизм формирования поля рассеяния отражателей, построенных на основе спиральных антенных решеток.

Список литературы: 1. Phelan H. R. Spiraphase — a new, low cost, lightweight phased array//Microwave I., 1976. N 12. P. 41—44. 2. Кобак В. О. Радиолокационные отражатели. М., 1975. 200 с. 3. Вычислительные методы в электродинамике/Под ред. Р. Митры; Пер. с англ. под. ред. Э. Л. Бурштейна. М., 1977. 485 с. 4. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. М., 1966. 648 с. 5. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. М., 1975. 528 с.

Поступила в редколлегию 06.06.89

УДК 550.388.2

Л. Б. ВОЛКОВА, Ю. П. ФЕДОРЕНКО, канд. физ.-мат. наук

РЕГИОНАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОСФЕРЫ

В работе [1] предложен метод оперативного определения трехмерного распределения электронной концентрации $N(Z, \varphi, \lambda)$ (Z — высота над поверхностью Земли; φ, λ — географическая широта и долгота). Согласно этому методу по измерениям вертикального распределения электронной концентрации ионосферы $N_1(Z)$ в пункте с координатами φ_1, λ_1 и зенитным углом Солнца χ_1 возможно определить высотное распределение $N(Z)$ в любом другом пункте с координатами φ, λ и зенитным углом χ по формуле

$$N(Z, \varphi, \lambda) = N_1(Z) \cdot \cos \chi / \cos \chi_1 \cdot f(Z, \varphi, \lambda), \quad (1)$$

где $f(Z, \varphi, \lambda)$ — региональная зависимость электронной концентрации ионосферы.

Учет зависимости $f(Z, \varphi, \lambda)$ позволяет по измерениям $N_1(Z)$ экстраполировать значения $N(Z)$ на удаления до трех тысяч километров с погрешностью, которая в 2—6 раз меньше погрешности прогнозирования самых совершенных глобальных моделей ионосферы [2] и составляет летом 20 %, весной и зимой около 30 %. Поэтому исследование региональной зависимости электронной концентрации ионосферы является актуальным.

Впервые зависимость N от координат земной поверхности была обнаружена в акватории океанов [3]. В настоящее время установлены отдельные местоположения, где она проявляется наиболее сильно, ее природа во многом неясна.