

АНТЕННЫ, ТЕХНИКА СВЧ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

П. Л. ТОКАРСКИЙ, канд. техн. наук

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ РЕШЕТКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НАД ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Введение

Поляризационные характеристики всегда были объектом внимания исследователей. Интерес к ним еще более возрос, когда для передачи сигналов по радиолокационным каналам и каналам связи стали широко использоваться волны с круговой и эллиптической поляризациями [1]. Предметом многих исследований при этом служила поляризационная эффективность антенны, непосредственно влияющая на эффективность всего канала. Поляризационная эффективность антенны, показывающая долю плотности потока мощности, излучаемую ею в заданном направлении на волнах главной поляризации [2], можно отнести к дифференциальным характеристикам антенны. Вместе с ней немалый интерес представляет и ее интегральный антипод – коэффициент поляризационных потерь (КПП) антенны, который определяет долю мощности, излучаемую на волнах паразитной поляризации P_c , в общей мощности излучения антенны P_Σ [3]:

$$\alpha_c = P_c / P_\Sigma . \quad (1)$$

КПП не только определяет теряемую антенной мощность на излучение волн паразитной поляризации, но и служит критерием поляризационной «чистоты» излучаемых ею волн. Поэтому его можно считать одним из основных показателей качества антенны, определяющего степень ее электромагнитной совместимости. Непрерывный рост количества и плотности используемых радиосредств регулярно приводит к ужесточению требований к параметрам антенн, обеспечивающих их ЭМС. В связи с этим нетрудно сделать прогноз, что интерес к исследованиям КПП антенн различных типов будет также непрерывно расти.

Ниже предлагается методика расчета КПП антенных решеток, расположенных вблизи границы раздела двух сред. Для решения задачи использован импедансный подход [4], позволяющий выразить мощности излучения антенной решеткой на основной и паразитной поляризациях в виде эрмитовых форм, коэффициентами которых служат поляризационные сопротивления излучения элементов решетки, а переменными в них являются токи их возбуждения. Такой подход дает возможность достаточно просто анализировать изменение КПП ФАР при сканировании луча [4], а также оптимизировать возбуждение излучателей с целью минимизации ее поляризационных потерь [5].

Постановка задачи и исходные соотношения

Найдем коэффициент поляризационных потерь системы электрических диполей Герца, расположенных над плоской границей раздела двух сред, в произвольном ортогональном поляризационном базисе. Будем полагать при этом, что граница, разделяющая бесконечное изотропное пространство на две части, совпадает с плоскостью $z = 0$ (рис. 1). Верхнее полупространство заполнено идеальным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и магнитной проницаемостью μ_1 (удельная проводимость $\sigma_1 = 0$), а нижнее – проводящей средой с параметрами $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$. В верхнем полупространстве расположена излучаю-

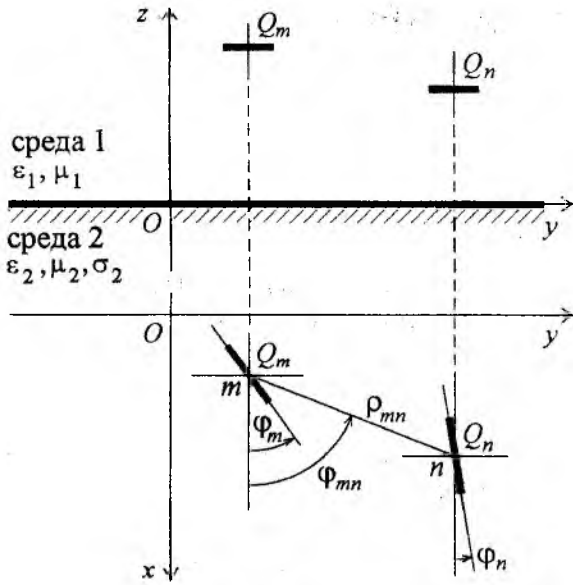


Рис. 1

щая система из N электрических диполей Герца, два из которых, с номерами m и n , показаны на рис.1. Оси диполей ориентированы параллельно границе раздела, а их центры находятся в точках $Q_i(x_i, y_i, z_i)$ ($i=1, 2, \dots, N$) декартовой системы координат $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$.

Электрические моменты диполей зададим следующим выражением:

$$\vec{p}_i = (\vec{e}_x \cos \varphi_i + \vec{e}_y \sin \varphi_i) I_i l_i,$$

где I_i – амплитуда тока на i -м диполе; l_i – его длина; φ_i – угол поворота оси этого диполя относительно оси x .

Вначале определим поле излучения в дальней зоне i -го диполя, расположенного над границей раздела двух сред, для чего представим его в следующем виде:

$$\vec{E}_i(R, \theta, \varphi) = \frac{k_1 Z_0 l_i}{4\pi} I_i \vec{f}_i(\theta, \varphi) \frac{e^{-jk_1 R}}{R},$$

где Z_0 – характеристическое сопротивление верхней среды; $\vec{f}_i(\theta, \varphi)$ – векторная диаграмма направленности (ДН) i -го излучателя:

$$\vec{f}_i(\theta, \varphi) = \vec{e}_\theta f_{\theta i}(\theta, \varphi) + \vec{e}_\varphi f_{\varphi i}(\theta, \varphi);$$

$f_{\theta i}(\theta, \varphi)$, $f_{\varphi i}(\theta, \varphi)$ – проекции векторной ДН на орты ортогонального линейного поляризационного базиса $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$.

Для решения поставленной задачи воспользуемся результатами работы [6], где приведены интегральные представления компонент электромагнитного поля горизонтального диполя, расположенного над границей раздела двух сред. Поле диполя в дальней зоне выражается через главные значения упомянутых интегралов, которые можно найти с помощью метода стационарной фазы [7] и в результате получить следующие выражения для расчета ортогональных компонент ДН горизонтальных диполей над границей раздела:

$$f_{\theta i}(\theta, \varphi) = -j \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_i) [e^{jk_1 z_i \cos \theta} - R_\epsilon e^{-jk_1 z_i \cos \theta}] e^{j\Psi_i}; \quad (1)$$

$$f_{\varphi i}(\theta, \varphi) = j \sin(\varphi - \varphi_i) [e^{jk_1 z_i \cos \theta} + R_\mu e^{-jk_1 z_i \cos \theta}] e^{j\Psi_i}, \quad (2)$$

где $\Psi_i = k_1 \sin \theta (x_i \cos \varphi + y_i \sin \varphi)$; R_ϵ и R_μ – коэффициенты отражения волн от границы раздела:

$$R_\epsilon = \frac{\tilde{\epsilon}_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2}{\tilde{\epsilon}_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2}, \quad R_\mu = \frac{\mu_2 \gamma_1 - \mu_1 \gamma_2}{\mu_2 \gamma_1 + \mu_1 \gamma_2};$$

$$\gamma_{1,2} = \sqrt{k_1^2 v^2 - k_{1,2}^2}; \quad v = \sin \theta; \quad k_{1,2} = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{1,2} \mu_{1,2}}; \quad \tilde{\epsilon}_{1,2} = \epsilon_{1,2} (1 - j \sigma_{1,2} / \epsilon_{1,2}).$$

Полученные выражения для поля диполя являются исходными для определения поляризационных потерь в антенной решетке, расположенной над границей раздела двух сред.

Взаимные поляризационные сопротивления между диполями

Для расчета поляризационных потерь антенной решетки воспользуемся импедансным подходом, который предполагает отдельный учет взаимодействия отдельных излучателей на волнах основной и паразитной поляризаций в заданном ортогональном поляризационном базисе. Сопротивления излучения решетки, разделенные по поляризационному признаку, можно представить в виде блочной матрицы сопротивлений $\mathfrak{R}_{\theta\varphi}$ [4]:

$$\mathfrak{R}_{\theta\varphi} = \begin{pmatrix} \mathfrak{R}^{\theta\theta} & \mathfrak{R}^{\theta\varphi} \\ \mathfrak{R}^{\varphi\theta} & \mathfrak{R}^{\varphi\varphi} \end{pmatrix} = \frac{Z_0}{4\pi} \int_{\Omega_0} \left[\begin{pmatrix} f_{\theta}^* & > \\ f_{\varphi}^* & > \end{pmatrix} \begin{pmatrix} < f_{\theta} & \\ < f_{\varphi} & \end{pmatrix} \right] d\Omega, \quad (3)$$

где $< f_{\theta,\varphi}$ – матрица-строка и $f_{\theta,\varphi} >$ – матрица-столбец, составленные из координатных проекций ДН элементов решетки; * – знак комплексного сопряжения; $\Omega_0 = 2\pi$ – телесный угол, охватывающий всю верхнюю полусферу; $d\Omega$ – элемент телесного угла; $\mathfrak{R}^{\theta\theta}$ и $\mathfrak{R}^{\varphi\varphi}$ – квадратные блоки матрицы $\mathfrak{R}_{\theta\varphi}$, элементы которых определяют взаимодействие излучателей на волнах одноименной поляризации; $\mathfrak{R}^{\theta\varphi}$ и $\mathfrak{R}^{\varphi\theta}$ – то же для разноименной поляризации. Сопротивления, входящие в эту матрицу, могут быть выражены общей формулой:

$$\mathfrak{R}_{mn}^{\theta\varphi} = \frac{Z_0 k_1^2 l_m l_n}{16\pi^2} \int_{2\pi} f_{\theta m}^* f_{\varphi n} d\Omega$$

или в нормированном виде:

$$r_{mn}^{\theta\varphi} = \frac{\mathfrak{R}_{mn}^{\theta\varphi}}{R_{00}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{4\pi^2} \int_{2\pi} f_{\theta m}^* f_{\varphi n} d\Omega, \quad (4)$$

где $R_{00} = 20k_1^2 l_m l_n$ – нормирующий коэффициент, при $m = n$ численно равный собственному сопротивлению излучения n -го диполя.

Взаимное поляризационное сопротивление (4) между m -м и n -м диполями, расположенными над границей раздела двух сред, удобно представить в виде суммы:

$$r_{mn}^{\theta\varphi} = r_{mn\infty}^{\theta\varphi} + \Delta r_{mn}^{\theta\varphi}, \quad (5)$$

где $r_{mn\infty}^{\theta\varphi}$ – взаимные поляризационные сопротивления между этими же диполями для случая, когда 2-я среда является идеальным проводником ($\sigma_2 = \infty$); $\Delta r_{mn}^{\theta\varphi}$ – добавка, учитывающая реальные параметры 2-й среды.

Расчет нормированных сопротивлений между диполями над идеально проводящим экраном $r_{mn\infty}^{\theta\varphi}$ можно выполнить по формулам, приведенным в [8]. Поэтому здесь остается определить только добавки $\Delta r_{mn}^{\theta\varphi}$. Для этого в формулу (4) подставим выражения для проекций функций направленности из (2) и (3), выполним интегрирование по φ , а затем вычтем слагаемое $r_{mn\infty}^{\theta\varphi}$, что в результате даст:

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\theta\theta} = -j \frac{3}{2} \int_0^1 \left[\text{Re}\{T_{\varepsilon} e^{-\gamma_1(z_m+z_n)}\} + \left(\frac{1}{2} |T_{\varepsilon}|^2 - \text{Re}\{T_{\varepsilon}\} \right) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} \right] I_{\varepsilon}(v) \frac{\gamma_1}{k_1} \cdot v dv,$$

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\varphi\varphi} = -j \frac{3}{2} \int_0^1 \left[\operatorname{Re} \left\{ \tilde{T}_\mu e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} \right\} + \left(\frac{1}{2} |\tilde{T}_\mu|^2 - \operatorname{Re} \left\{ \tilde{T}_\mu \right\} \right) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} \right] I_\mu(v) \frac{k_1}{\gamma_1} v dv, \quad (6)$$

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\varphi\theta} = \frac{3}{4} \int_0^1 \left[(T_\varepsilon + \tilde{T}_\mu^* - T_\varepsilon \tilde{T}_\mu^*) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} - (T_\varepsilon e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} + \tilde{T}_\mu^* e^{\gamma_1(z_m+z_n)}) \right] I_{\mu\varepsilon}(v) v dv,$$

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\theta\varphi} = \frac{3}{4} \int_0^1 \left[(T_\varepsilon^* + \tilde{T}_\mu - T_\varepsilon^* \tilde{T}_\mu) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} - (T_\varepsilon^* e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} + \tilde{T}_\mu e^{\gamma_1(z_m+z_n)}) \right] I_{\varepsilon\mu}(v) v dv,$$

где $T_\varepsilon = 1 - R_\varepsilon = \frac{2\gamma_2\varepsilon_1}{\gamma_1\tilde{\varepsilon}_2 + \gamma_2\varepsilon_1}$; $\tilde{T}_\mu = 1 + R_\mu = \frac{2\gamma_1\mu_2}{\gamma_1\mu_2 + \gamma_2\mu_1}$;

$$I_\varepsilon(v) = J_0(k_1 v \rho_{mn}) \cos \varphi'_m \cos \varphi'_n - \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \cos(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$I_\mu(v) = -J_0(k_1 v \rho_{mn}) \sin \varphi'_m \sin \varphi'_n + \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \cos(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$I_{\varepsilon\mu} = -J_0(k_1 v \rho_{mn}) \sin \varphi'_m \cos \varphi'_n + \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \sin(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$I_{\mu\varepsilon} = -J_0(k_1 v \rho_{mn}) \cos \varphi'_m \sin \varphi'_n + \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \sin(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$\rho_{mn} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2}; \quad \varphi_{mn} = \arctan \frac{y_m - y_n}{x_m - x_n}; \quad \varphi'_i = \varphi_i - \varphi_{mn}.$$

Найденные соотношения (5)-(6) полностью определяют собственные и взаимные сопротивления между горизонтальными электрическими диполями, расположенными над границей раздела двух сред, а также их разложение на поляризационные сопротивления в линейном поляризационном базисе сферической системы координат.

Коэффициент поляризационных потерь

Представим векторную ДН i -го излучателя в виде разложения по ортам (\vec{e}_a, \vec{e}_c) нового ортогонального поляризационного базиса:

$$\vec{f}_i(\theta, \varphi) = \vec{e}_a f_{ai}(\theta, \varphi) + \vec{e}_c f_{ci}(\theta, \varphi), \quad (7)$$

где $f_{ai}(\theta, \varphi)$ и $f_{ci}(\theta, \varphi)$ – ее координатные проекции, которые могут быть найдены из $f_{\theta i}(\theta, \varphi)$ и $f_{\varphi i}(\theta, \varphi)$ с помощью следующего преобразования [2]:

$$\begin{aligned} f_{ai}(\theta, \varphi) &= f_{\theta i}(\theta, \varphi) \cos \tau + f_{\varphi i}(\theta, \varphi) e^{j\psi_2} \sin \tau; \\ f_{ci}(\theta, \varphi) &= f_{\theta i}(\theta, \varphi) e^{j\psi_1} \sin \tau - f_{\varphi i}(\theta, \varphi) e^{j(\psi_1 + \psi_2)} \cos \tau; \end{aligned} \quad (8)$$

τ , ψ_1 и ψ_2 – параметры преобразования.

Полагая, что орт \vec{e}_a представляет главную поляризацию, а \vec{e}_c – паразитную, можно записать выражение для расчета КПД антенной решетки в заданном базисе в виде отношения двух эрмитовых форм

$$\alpha_c = \frac{\langle i^* \mathbf{r}^{cc} i \rangle}{\langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle}, \quad (9)$$

где $i >$ ($\langle i \rangle$) – матрица-столбец (матрица-строка) комплексных амплитуд токов на клеммах излучателей решетки; \mathbf{r}_Σ – матрица нормированных сопротивлений излучения:

$$\mathbf{r}_\Sigma = \mathbf{r}^{aa} + \mathbf{r}^{cc} = \mathbf{r}^{\theta\theta} + \mathbf{r}^{\varphi\varphi};$$

\mathbf{r}^{aa} и \mathbf{r}^{cc} – матрицы нормированных поляризационных сопротивлений в новом базисе, которые можно выразить через известные матрицы $\mathbf{r}^{\theta\theta}$ и $\mathbf{r}^{\varphi\varphi}$ [4]:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}^{aa} &= \mathbf{r}^{\theta\theta} \cos^2 \tau + \mathbf{r}^{\varphi\varphi} \sin^2 \tau + \Delta; \\ \mathbf{r}^{cc} &= \mathbf{r}^{\theta\theta} \sin^2 \tau + \mathbf{r}^{\varphi\varphi} \cos^2 \tau - \Delta; \\ \Delta &= \frac{1}{2} \sin 2\tau \left(e^{-j\psi_2} \mathbf{r}^{\varphi\theta} + e^{j\psi_2} \mathbf{r}^{\theta\varphi} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

В частности, при переходе в базис круговой поляризации параметры преобразования в (8) и (10) будут принимать следующие значения [2]:

$$\tau = \pi/4; \quad \psi_2 = -\psi_1 = \pi/2,$$

а формулы (8), определяющие координатные проекции ДН i -го излучателя на орты \vec{e}_R и \vec{e}_L базиса круговой поляризации, соответствующие правому и левому вращению, преобразуются к виду:

$$f_{Ri}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} f_{\theta i}(\theta, \varphi) + \frac{j}{\sqrt{2}} f_{\varphi i}(\theta, \varphi), \quad (11)$$

$$f_{Li}(\theta, \varphi) = -j \frac{1}{\sqrt{2}} f_{\theta i}(\theta, \varphi) - \frac{1}{\sqrt{2}} f_{\varphi i}(\theta, \varphi). \quad (12)$$

Если излучение антенны на волнах круговой поляризации правого вращения считать основным, а на волнах ортогональной поляризации (левого вращения) – паразитным, то КПП будет определять долю мощности, теряемую антенной решеткой на нежелательное излучение электромагнитных волн левой поляризации. Величина КПП α_L при этом будет определяться по следующей формуле [4]:

$$\alpha_L = 0,5 + j0,5 \left(\langle i^* \left(\mathbf{r}^{\varphi\theta} - \mathbf{r}^{\theta\varphi*} \right) i \rangle / \langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle \right). \quad (13)$$

Численные результаты

Используем предложенную методику для расчета поляризационных потерь антенной решетки из N элементов, излучающей поле круговой поляризации. Решетка, излучатели которой расположены в узлах правильной треугольной сетки с длиной стороны $d = 0,7\lambda$, имеет вид правильного шестиугольника (рис.2). Элементами решетки служат турникетные антенны, каждая из которых состоит из двух скрещенных диполей. Диполи ориентированы вдоль координатных осей (x, y) и возбуждаются токами одинаковой амплитуды со сдвигом фаз $\pi/2$. При этом излучаемая в направлении оси z ($\theta = 0$) электромагнитная волна имеет круговую поляризацию правого вращения, которая считается главной. Среда, в которой располагаются излучатели, является воздухом ($\epsilon_1 = \epsilon_0, \mu_1 = \mu_0, \sigma_1 = 0$), а нижнее полупространство заполнено проводящей средой с $\epsilon_{r2} = 10, \mu_{r2} = 1, \sigma_2 = 0,1 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$, по парамет-

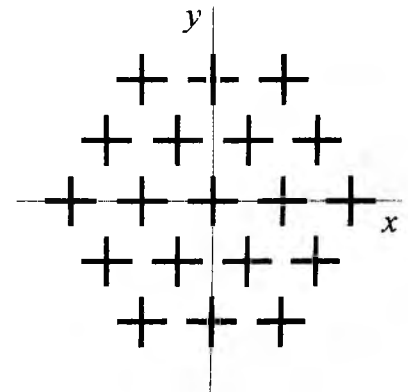


Рис. 2

рам близкой к реальной почве. Центры всех элементов решетки подняты над границей раздела на высоту $h = 0,25\lambda_0$. Нормированное распределение токов в излучателях решетки определяется выражением:

$$i_n = e^{-jk_1(x_n \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + y_n \sin \theta_0 \sin \varphi_0 + z_n \cos \theta_0)},$$

где (θ_0, φ_0) – углы, задающие направление главного луча ФАР, первый из которых отсчитывается от нормали к решетке, а второй – от оси x .

Расчеты КПП ФАР выполнялись по формулам (5), (6), (10), (13) и представлены в виде графика на рис. 3,а. Они позволяют оценить влияние реальной земли на КПП двух ФАР с различным количеством элементов на частоте 6 МГц при сканировании луча. Геометрия одной из них ($N=19$) изображена на рис. 2, а вторая, аналогичная по структуре, имеет только 7 центральных излучателей ($N=7$). Приведенные на рис.3,а графики показывают изменение КПП ФАР при отклонении ее луча от нормали для двух случаев – решетка расположена над землей (пунктирные кривые) и над идеально проводящим экраном (сплошные кривые).

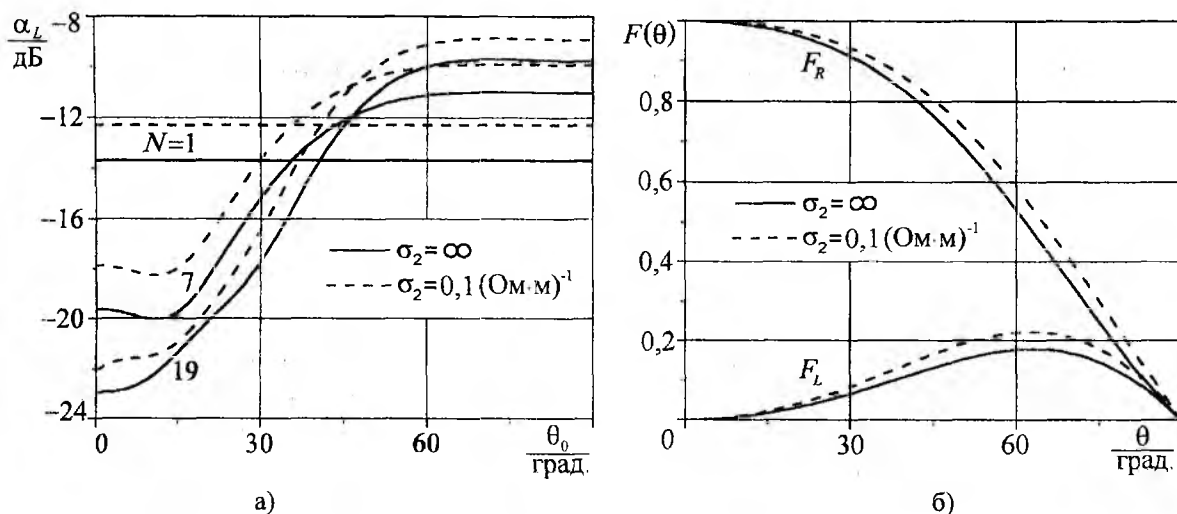


Рис. 3

Из сравнение кривых следует, что характер зависимостей $\alpha_L(\theta_0)$ в обоих случаях примерно одинаков, однако ФАР над землей имеет на 1...2 дБ худший КПП, чем ФАР над экраном. Чтобы выяснить причины такого ухудшения, проанализируем ДН (рис.3,б) элемента решетки на волнах круговой поляризации правого (F_R) и левого вращения (F_L). Из приведенных графиков следует, что уровень кроссполяризованного излучения (F_L) турникетного излучателя над реальной землей несколько выше, чем в случае расположения его над идеальным экраном. Это приводит к увеличению КПП элемента решетки примерно на 1,4 дБ (рис. 3,а, $N = 1$) и, что закономерно, ухудшению КПП всей ФАР.

Заключение

В настоящей работе разработана методика расчета КПП антенных решеток, расположенных в непосредственной близости от диссипативного полупространства. В качестве излучателей решетки намеренно выбраны наиболее простые гипотетические излучатели – электрические диполи Герца, использование которых позволяет наиболее наглядно продемонстрировать решение задачи, максимально используя аналитические методы ее решения. Вместе с тем, по своим поляризационным свойствам диполи Герца очень близки к линейным полуволновым вибраторам [8], часто применяемым для построения сложных антенных

систем и, в частности, фазированных антенных решеток (ФАР). Это дает возможность использовать изложенную методику для оценки влияния реальной земли на КПД вибраторных антенных решеток, что может быть полезно разработчикам систем связи КВ диапазона.

Список литературы: 1. *Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А.* Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1966. 2. *Марков Г.Е., Сазонов Д.М.* Антенны. М.: Энергия, 1975. 3. *Панченко Б.А., Ошивалов В.Д.* Поляризационные потери турникетных излучателей // Радиотехника. 1987. № 5. С. 62 – 63. 4. *Токарский П.Л.* Импедансный подход к анализу поляризационных потерь в антенных решетках // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 9. С. 1388 – 1395. 5. *Токарский П.Л., Рыбалко А.М., Синепун А.В.* Оптимизация энергетических параметров антенных решеток с подавленным уровнем кроссполяризованного излучения // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2000. Т. 43, № 4. С. 11 – 19. 6. *Токарский П.Л.* Взаимные сопротивления и КПД горизонтальных электрических диполей, расположенных над поверхностью земли // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 42 – 46. 7. *Федорюк М.В.* Асимптотика: Интегралы и ряды. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1987. 8. *Токарский П.Л., Синепун А.В.* Приближенный расчет поляризационных сопротивлений излучения вибраторов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 14 – 23.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 02.12.2002