

УДК 621 396.677.45

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ДВУХСЛОЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

Н. Н. Горобец, А. И. Елисеев, И. А. Калиниченко

Методом частичных областей решена задача об излучении плоской логарифмической спирали, расположенной на двухслойной бесконечной диэлектрической подложке с произвольными значениями толщин слоев и их комплексной диэлектрической проницаемости. Показано, что дополнительная граница раздела существенно влияет на направленные и поляризационные характеристики излучения исследованной системы

В плоских спиральных антеннах излучатель, как правило, расположен на диэлектрической подложке, обеспечивающей механическую прочность конструкции. Из решения задачи об излучении спирали на слое диэлектрика конечной толщины [1] следует, что подложка оказывает сильное влияние на характеристики антенны. Из физических соображений ясно также, что дополнительные возможности для изменения формы диаграммы направленности могут быть реализованы при использовании слоистой подложки, так как новые границы раздела сред приводят к перераспределению электромагнитной энергии в пространстве. В данной работе рассмотрено излучение плоской логарифмической спирали, расположенной на двухслойной диэлектрической подложке.

1. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Исследуемая электродинамическая система представляет собой бесконечно тонкую идеально-проводящую плоскую логарифмическую спираль, расположенную на двухслойной диэлектрической подложке

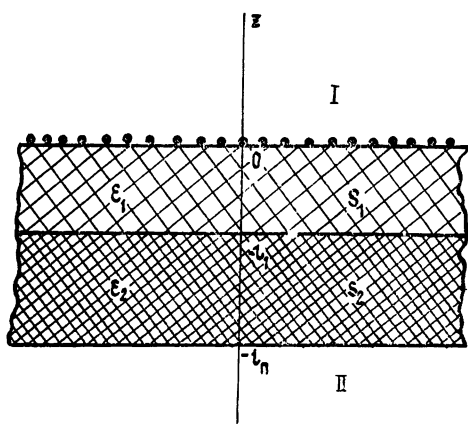


Рис. 1.

в плоскости $z=0$ цилиндрической системы координат ρ, φ, z (рис. 1). Задача решалась методом частичных областей в приближении анизотропно проводящей плоскости [2]. Система «спираль — диэлектрик», которая предполагается неограниченной в радиальном направлении, делит все пространство на следующие частичные области: область I — свободное полупространство со стороны спирали ($z > 0$); область S_1 — часть пространства $-l_1 < z < 0$, занимаемая первым слоем подложки, диэлектрическая проницаемость которого $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$; область S_2 — часть пространства $-l_n < z < -l_1$, занимаемая вторым слоем с проницаемостью $\epsilon_2 = \epsilon'_2 + i\epsilon''_2$; область II — свободное полупространство со стороны подложки ($z < -l_n$). Параметрами подложки считаются ее толщина $l_n = l_1 + l_2$, толщина каждого слоя l_1, l_2 и их проницаемости ϵ_1, ϵ_2 .

Решения уравнений Максвелла, описывающие пространственные электромагнитные волны, ищутся в виде разложений по азимутальным гармоникам, которые определяют структуру поля, излучаемого плоской спиралью:

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n(\mathbf{r}, t), \quad H(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} H_n(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

Зависимость комплексных амплитуд полей от времени взята в виде $e^{-i\omega t}$. Для компонент поля n -й гармоники в каждой из частичных областей получены следующие общие решения:

$$E_{nz}^{(m)} = e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \kappa J_n(\kappa\rho) F_{nm}(\kappa, z) d\kappa,$$

$$E_{n\rho}^{(m)} = e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left[J'_n(\kappa\rho) F'_{nm}(\kappa, z) - \frac{k n}{\kappa\rho} J_n(\kappa\rho) G_{nm}(\kappa, z) \right] d\kappa,$$

$$E_{n\varphi}^{(m)} = i e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left[\frac{n}{\kappa\rho} J_n(\kappa\rho) F'_{nm}(\kappa, z) - k J'_n(\kappa\rho) G_{nm}(\kappa, z) \right] d\kappa, \quad (2)$$

$$H_{nz}^{(m)} = e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \kappa J_n(\kappa\rho) G_{nm}(\kappa, z) d\kappa,$$

$$H_{n\rho}^{(m)} = e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left[\frac{k n \varepsilon_m}{\kappa\rho} J_n(\kappa\rho) F_{nm}(\kappa, z) + J'_n(\kappa\rho) G'_{nm}(\kappa, z) \right] d\kappa,$$

$$H_{n\varphi}^{(m)} = i e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left[k \varepsilon_m J'_n(\kappa\rho) F_{nm}(\kappa, z) + \frac{n}{\kappa\rho} J_n(\kappa\rho) G'_{nm}(\kappa, z) \right] d\kappa.$$

Здесь $J_n(\kappa\rho)$, $J'_n(\kappa\rho)$ — функция Бесселя и ее производная по аргументу $\kappa\rho$, $m=1; 2$ — индекс частичной области, $k=2\pi/\lambda_0$ — постоянная распространения в свободном пространстве, $F'_{nm} = \partial F_{nm}/\partial z$, $G'_{nm} = \partial G_{nm}/\partial z$. С учетом временной зависимости полей для функций $F_{nm}(\kappa, z)$, $G_{nm}(\kappa, z)$ выбирают такие решения, которые описывают электромагнитные волны, распространяющиеся в направлениях от излучающей структуры. В области I: $F_{n1}(\kappa, z) = f_{n1}(\kappa) e^{i\alpha z}$, $G_{n1}(\kappa, z) = g_{n1}(\kappa) e^{i\alpha z}$, $\alpha = \sqrt{k^2 - \kappa^2}$. В области II: $F_{n2}(\kappa, z) = f_{n2}(\kappa) e^{-i\alpha z}$, $G_{n2}(\kappa, z) = g_{n2}(\kappa) e^{-i\alpha z}$. В областях $S_{1,2}$, занятых диэлектрическими слоями,

$$F_{ns1,2}(\kappa, z) = f_{ns1,2}(\kappa) [A_{1,2}(\kappa) e^{i\alpha_{1,2} z} + e^{-i\alpha_{1,2} z}],$$

$$G_{ns1,2}(\kappa, z) = g_{ns1,2}(\kappa) [B_{1,2}(\kappa) e^{i\alpha_{1,2} z} + e^{-i\alpha_{1,2} z}],$$

где $\alpha_{1,2} = \sqrt{k^2 \varepsilon_{1,2} - \kappa^2}$. Неизвестные функции $f_{nm}(\kappa)$, $g_{nm}(\kappa)$, $A_{1,2}(\kappa)$, $B_{1,2}(\kappa)$ определяются из условий на границах между частичными областями.

На границах раздела диэлектриков ($z = -l_1$, $z = -l_n$) непрерывны тангенциальные электрические и магнитные составляющие поля, а на поверхности спирали ($z = 0$) выполняются граничные условия, сформулированные в приближении анизотропно проводящей плоскости [1, 2]. Свойство ортогональности функций $e^{in\varphi}$ на отрезке $[0; 2\pi]$ позволяет свести граничные условия для суммарных полей (1) к условиям для полей отдельных азимутальных гармоник (2). Из граничных условий, следуя [3], получаем систему дифференциальных уравнений относительно функций $f_{n1}(\kappa)$, $g_{n1}(\kappa)$:

$$\frac{an}{x} f_{n1} + \frac{kan}{x} g_{n1} + i \frac{d}{dx} (\alpha \alpha f_{n1} - k g_{n1}) = 0, \quad (3)$$

$$- \frac{kan}{x} \beta_1 f_{n1} + \frac{an}{x} \beta_2 g_{n1} + i \frac{d}{dx} (k \beta_1 f_{n1} + \alpha \alpha \beta_2 g_{n1}) = 0,$$

где a — параметр, определяющий направление и плотность намотки витков логарифмической спирали,

$$\beta_1(x) = \left[1 - \dot{\varepsilon}_1 \frac{\alpha(A_1+1)}{\alpha_1(A_1-1)} \right], \quad \beta_2(x) = \left[1 - \frac{\alpha_1(B_1-1)}{\alpha(B_1+1)} \right],$$

$$A_1(x) = \frac{(\alpha_1 \dot{\varepsilon}_2 + \alpha_2 \dot{\varepsilon}_1) A_2(x) e^{-2i\alpha_2 l_1} + (\alpha_1 \dot{\varepsilon}_2 - \alpha_2 \dot{\varepsilon}_1) e^{2i\alpha_1 l_1}}{(\alpha_1 \dot{\varepsilon}_2 - \alpha_2 \dot{\varepsilon}_1) A_2(x) e^{-2i\alpha_2 l_1} + (\alpha_1 \dot{\varepsilon}_2 + \alpha_2 \dot{\varepsilon}_1)},$$

$$B_1(x) = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) B_2(x) e^{-2i\alpha_2 l_1} + (\alpha_1 - \alpha_2) e^{2i\alpha_1 l_1}}{(\alpha_1 - \alpha_2) B_2(x) e^{-2i\alpha_2 l_1} + (\alpha_1 + \alpha_2)},$$

$$A_2(x) = \frac{(\alpha_2 - \alpha \dot{\varepsilon}_2)}{(\alpha_2 + \alpha \dot{\varepsilon}_2)} e^{2i\alpha_2 l_2}, \quad B_2(x) = \frac{(\alpha_2 - \alpha)}{(\alpha_2 + \alpha)} e^{2i\alpha_2 l_2}.$$

Компоненты поля в волновой зоне находятся в сферической системе координат R, θ, φ вычислением интегралов в (2) методом стационарной фазы ($0 \leq \theta < 90^\circ$):

$$E_{n\theta}^{(1)} = i \frac{e^{ikR}}{R} f_{n1}(x_{cm}) \operatorname{ctg} \theta e^{in(\varphi - \pi/2)}, \quad (4)$$

$$E_{n\varphi}^{(1)} = -i \frac{e^{ikR}}{R} g_{n1}(x_{cm}) \operatorname{ctg} \theta e^{in(\varphi - \pi/2)},$$

$$E_{nR}^{(1)} = H_{nR}^{(1)} = 0, \quad H_{n\theta}^{(1)} = -E_{n\varphi}^{(1)}, \quad H_{n\varphi}^{(1)} = E_{n\theta}^{(1)},$$

где $x_{cm} = k \sin \theta$ — точка стационарной фазы.

Компоненты поля в волновой зоне области II определяются выражениями ($90^\circ < \theta \leq 180^\circ$)

$$E_{n\theta}^{(2)} = -i \frac{e^{ikR}}{R} f_{n2}(x_{cm}) \operatorname{ctg} \theta e^{in(\varphi - \pi/2)},$$

$$E_{n\varphi}^{(2)} = i \frac{e^{ikR}}{R} g_{n2}(x_{cm}) \operatorname{ctg} \theta e^{in(\varphi - \pi/2)}, \quad (5)$$

$$E_{nR}^{(2)} = H_{nR}^{(2)} = 0, \quad H_{n\theta}^{(2)} = -E_{n\varphi}^{(2)}, \quad H_{n\varphi}^{(2)} = E_{n\theta}^{(2)}.$$

Функции $f_{n2}(x)$, $g_{n2}(x)$, определяющие излучение антенны в сторону подложки, связаны с $f_{n1}(x)$, $g_{n1}(x)$ зависимостями

$$f_{n2}(x) = f_{n1}(x) P(x), \quad g_{n2}(x) = g_{n1}(x) G(x), \quad (6)$$

где

$$P(x) = \frac{2\alpha \alpha_2 \dot{\varepsilon}_1 (A_1 e^{-i\alpha_2 l_1} + e^{i\alpha_1 l_1}) e^{i(\alpha_2 - \alpha) l_2}}{\alpha_1 (\alpha_2 + \alpha \dot{\varepsilon}_2) (A_1 - 1) (A_2 e^{-i\alpha_2 l_1} + e^{i\alpha_2 l_1})}; \quad (7)$$

$$G(x) = \frac{2\alpha_1 (B_1 e^{-i\alpha_2 l_1} - e^{i\alpha_1 l_1}) e^{i(\alpha_2 - \alpha) l_2}}{(\alpha_2 + \alpha) (B_1 + 1) (B_2 e^{-i\alpha_2 l_1} - e^{i\alpha_2 l_1})}. \quad (8)$$

Характеристики излучения плоской спиральной антенны формируются полем отдельных азимутальных гармоник. При этом основной вклад вносят те гармоники, которые излучаются первыми резонанс-

ми витками спирали [4]. В зависимости от числа заходов спирали и режима возбуждения ее ветвей направленные и поляризационные характеристики антенны практически полностью определяются полем первой ($n=1$) или второй ($n=2$) гармоник. Поэтому характеристики излучения этих гармоник считаются адекватными характеристикам плоской спиральной антенны в соответствующем режиме ее возбуждения.

Диаграмма направленности в волновой зоне области I описывается амплитудными сомножителями в выражениях (4):

$$F_{n\theta}^{(1)}(\theta) = |f_{n1}(\kappa_{cm})| \operatorname{ctg} \theta, \quad F_{n\varphi}^{(1)}(\theta) = |g_{n1}(\kappa_{cm})| \operatorname{ctg} \theta. \quad (9)$$

Диаграмму направленности в области II, согласно (5), (6), определяют функции

$$F_{n\theta}^{(2)}(\pi - \theta) = F_{n\theta}^{(1)}(\theta) I_\theta(\theta), \quad F_{n\varphi}^{(2)}(\pi - \theta) = F_{n\varphi}^{(1)}(\theta) I_\varphi(\theta), \quad (10)$$

где

$$I_\theta(\theta) = |P(\kappa_{cm})|, \quad I_\varphi(\theta) = |G(\kappa_{cm})|, \quad 0 \leq \theta < 90^\circ.$$

Коэффициент эллиптичности электромагнитных волн, излучаемых спиралью, может быть рассчитан по формуле

$$r_n = \left| \frac{2|p_n| \sin \gamma_n}{1 + |p_n|^2 - \sqrt{(1 + |p_n|^2)^2 - 4|p_n|^2 \sin^2 \gamma_n}} \right|^{\pm 1}, \quad (11)$$

где $p_n = E_{n\varphi} / E_{n\theta} = -g_n(\kappa_{cm}) / f_n(\kappa_{cm})$, $\gamma_n = \arg p_n$, знак «+» или «-» в показателе степени выбирается из условия $r_n \leq 1$.

2. АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Характеристики излучения плоской логарифмической спирали, расположенной на двухслойной диэлектрической подложке, определяются функциями $f_{n1}(\kappa)$, $g_{n1}(\kappa)$, значения которых при $\kappa = \kappa_{cm} = k \sin \theta$ и $0 \leq \theta < 90^\circ$ находились с помощью ЭВМ. Для этого система дифференциальных уравнений (3) преобразована к нормальной системе уравнений относительно функций $X(\tau) = (a\alpha_p f_{n1} - g_{n1})$, $Y(\tau) = (\beta_1 f_{n1} + a\alpha_p \beta_2 g_{n1})$:

$$\frac{dX}{d\tau} = \frac{in}{\gamma\tau} [v(\tau)X(\tau) + w(\tau)Y(\tau)], \quad (12)$$

$$\frac{dY}{d\tau} = \frac{in}{\gamma\tau} [-\beta_1 \beta_2 w(\tau)X(\tau) + v(\tau)Y(\tau)],$$

где $\tau = \kappa/k$ — безразмерная переменная величина, $\alpha_p = a/k = \sqrt{1 - \tau^2}$, $\gamma(\tau) = (\beta_1 + a^2 \alpha_p^2 \beta_2)$, $v(\tau) = a(\alpha_p^2 \beta_2 - \beta_1)$, $w(\tau) = \alpha_p(1 + a^2)$. Система (12) решалась численно методом Рунге — Кутты. В качестве начальных условий выбирались значения асимптотических решений системы $X(\tau) = (a\alpha_p + i)\tau^n$, $Y(\tau) = (\beta_1 - ia\alpha_p \beta_2)\tau^n$ при $\tau = \tau_0 \ll 1$.

Форма диаграммы направленности, согласно (10), зависит также от функций $I_\theta(\theta)$, $I_\varphi(\theta)$, которые определяют направленность излучения антенны в области I, II. При $\theta = 0$ в случае $\epsilon_1'' = \epsilon_2'' = 0$

$$I_\theta(0) = I_\varphi(0) \equiv I = \sqrt{4\epsilon_1' \epsilon_2' / (V + \epsilon_2' U)}, \quad (13)$$

где

$$V = (\epsilon_1' + \epsilon_2')(1 - \cos \psi_1 \cos \psi_2) + (\epsilon_1' - \epsilon_2')(\cos \psi_1 - \cos \psi_2) + 2\sqrt{\epsilon_1' \epsilon_2'} \times \\ \times \sin \psi_1 \sin \psi_2, \quad U = (\epsilon_1' + \epsilon_2')(1 + \cos \psi_1 \cos \psi_2) + (\epsilon_1' - \epsilon_2') \times \\ \times (\cos \psi_1 + \cos \psi_2) - 2\sqrt{\epsilon_1' \epsilon_2'} \sin \psi_1 \sin \psi_2,$$

$\psi_{1,2} = 4\pi l_{1,2}/\lambda_{1,2}$, $\lambda_{1,2} = \lambda_0/\sqrt{\epsilon'_{1,2}}$ — длина волны в диэлектрике.

Исследованы диаграмма направленности и поляризация поля в режиме осевого излучения спирали ($n=1$) и определены закономерности зависимости этих характеристик от параметров двухслойной диэлектрической подложки. Из расчетов следует, что если электрическая толщина каждого слоя $l_{1,2}/\lambda_{1,2}$ не превышает значения 0,04, то подложка не изменяет форму диаграммы направленности спирального излучателя, а коэффициент эллиптичности электромагнитного поля $r \geq 0,9$ при всех значениях угла θ в пределах от 0 до 360° в широком диапазоне частот.

При увеличении электрической толщины слоев поляризация излучения остается круговой в направлении оси спирали ($\theta=0$ и 180°). В направлениях $0 < \theta < 180^\circ$ коэффициент эллиптичности и форма диаграммы направленности становятся частотно-зависимыми и определяются значениями величин l_1/λ_1 и l_2/λ_2 . Из (13) следует, что если в пределах толщины каждого слоя $l_{1,2}$ укладывается целое число соответствующих полуволен $\lambda_{1,2}/2$, то $I=1$ и подложка не влияет на форму диаграммы направленности спирального излучателя. В этом случае характеристики излучения спирали, расположенной на двухслойной подложке, практически не отличаются от характеристик спирали в свободном пространстве: электромагнитная энергия распределяется симметрично в области I, II, а коэффициент эллиптичности поля $r \geq 0,9$ в широких пределах изменения угла θ .

Если в пределах толщины каждого слоя подложки укладывается нечетное число соответствующих четвертей волн $\lambda_{1,2}/4$, а $\epsilon'_1 < \epsilon'_2$, то происходит резонансное увеличение излучения в сторону области I. При этих условиях с увеличением ϵ'_2 амплитуда поля в области I в направлении оси спирали растет относительно поля в области II пропорционально $\sqrt{\epsilon'_2/\epsilon'_1}$. На рис. 2 этот случай представлен кривыми 1 ($\epsilon'_1 = 9$, $\epsilon'_2 = 225$, $l_1 = l_2 = 0,25\lambda_0$), из которых следует, что форма диаграммы направленности спирального излучателя не изменилась, но амплитуда излучения в направлении $\theta=0$ в пять раз больше излучения в сторону подложки. Важным при этом является то, что поляризация поля в пределах углов θ от 0 до 75° остается близкой к круговой ($r \geq 0,9$). В случае спирали на однослойной диэлектрической подложке аналогичный эффект увеличения излучения в область I получить нельзя [1]. Если между $l_{1,2}$ и $\lambda_{1,2}$ выполняются те же резонансные соотношения $l_{1,2} = (2m - 1)\lambda_{1,2}/4$, где $m \in N$, а $\epsilon'_1 > \epsilon'_2$, то излучение антенны становится направленным в сторону подложки. Увеличение амплитуды поля в направлении $\theta = 180^\circ$ при этом равно $\sqrt{\epsilon'_1/\epsilon'_2}$.

Из анализа (13) следует, что если в пределах l_1 — толщина первого слоя — укладывается нечетное число четвертей волн $\lambda_1/4$, а в пределах l_2 — целое число полуволен $\lambda_2/2$, то увеличение амплитуды поля в сторону подложки в направлении оси спирали равно $\sqrt{\epsilon'_1}$. Этот случай на рис. 2 представлен кривыми 2 ($\epsilon'_1 = 25$, $\epsilon'_2 = 100$, $l_1 = l_2 = 0,25\lambda_0$), которые показывают, что диаграмма направленности антенны стала шире, а максимумы излучения отклонились от оси спирали. Поляризация поля с изменением угла θ преобразуется из круговой (при $\theta=0$ и 180°) в эллиптическую. Значительное влияние на форму характеристик оказывает электрическая толщина слоев подложки: при меньших резонансных значениях $l_{1,2}/\lambda_{1,2}$ диаграмма шире, увеличивается провал в направлении $\theta=180^\circ$ (рис. 2, кривые 3: $\epsilon'_1 = 25$, $\epsilon'_2 = 100$, $l_1 = l_2 = 0,05\lambda_0$). Если на l_2 укладывается нечетное число $\lambda_2/4$, а на l_1 — целое число $\lambda_1/2$, то возрастание амплитуды поля в сторону подложки пропорционально $\sqrt{\epsilon'_2}$.

Рассмотрим зависимость от λ_0 направленности излучения антенны вдоль оси спирали, которая описывается функцией частоты (13).

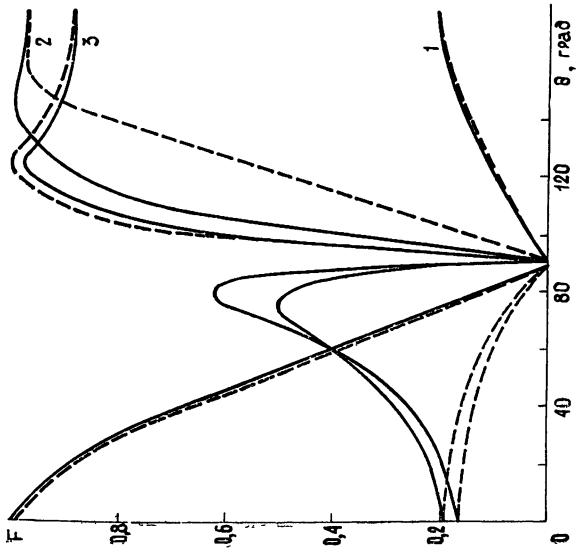


Рис. 2.

Рис. 2. Диаграммы направленности антенны в режиме осевого излучения спирали (— F_θ --- F_φ).

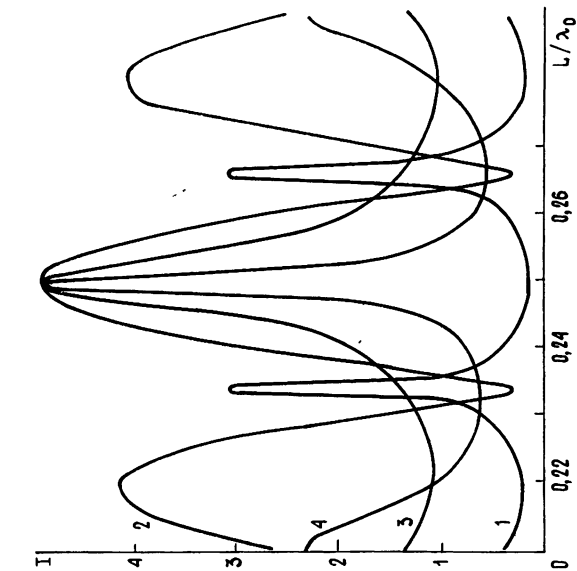


Рис. 3.

Рис. 3. Частотная зависимость направленности излучения антенны.

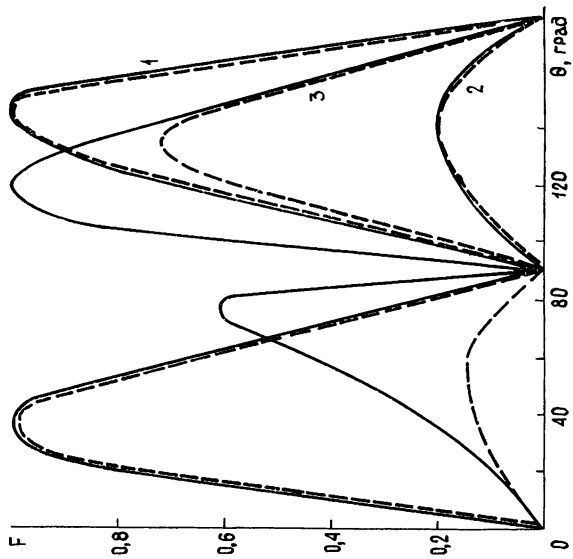


Рис. 4.

Рис. 4. Диаграммы направленности антенны в режиме конического излучения спирали (— F_θ , --- F_φ).

На рис. 3 представлены графики этой функции в случае $l_1 = l_2 = l$ при изменении величины l/λ_0 в пределах от 0,2 до 0,3. Кривая 1 на рис. 3 представляет собой частотную характеристику спирали, расположенной на двухслойной подложке с $\epsilon'_1 = 9$, $\epsilon'_2 = 225$. Интервалы изменения l/λ_0 , на которых $I > 1$, соответствуют режиму усиления излучения в область II, а в случае $I < 1$ излучение антенны имеет большую направленность в область I. Из этого графика следует, что при $l/\lambda_0 = 0,25$, когда в пределах толщины каждого слоя укладывается нечетное число соответствующих четвертей волн $\lambda_{1,2}/4$, а $\epsilon'_1 < \epsilon'_2$, выполняются условия резонансного увеличения излучения в область I. Функция $I(l/\lambda_0)$ в этом случае принимает наименьшее значение, равное $\sqrt{\epsilon'_1/\epsilon'_2} = 0,2$. Если положить $\epsilon'_1 = 225$, $\epsilon'_2 = 9$, то при $l/\lambda_0 = 0,25$ функция $I(l/\lambda_0)$ имеет максимум, равный $\sqrt{\epsilon'_1/\epsilon'_2} = 5$ (рис. 3, кривая 2), что соответствует направленному излучению в сторону подложки. В случаях 3 ($\epsilon'_1 = 25$, $\epsilon'_2 = 16$) и 4 ($\epsilon'_1 = 25$, $\epsilon'_2 = 100$) значения ϵ'_1 и ϵ'_2 выбраны так, чтобы при $l/\lambda_0 = 0,25$ в пределах l_1 укладывалось нечетное число четвертей волн $\lambda_1/4$, а в пределах l_2 — целое число полуволен $\lambda_2/2$. Функция $I(l/\lambda_0)$ при этих условиях в точке $l/\lambda_0 = 0,25$ имеет максимум, равный $\sqrt{\epsilon'_1} = 5$. Из расчетных кривых 3, 4 следует, что увеличение диэлектрической проницаемости второго слоя приводит к заметному уменьшению ширины резонансной кривой.

Режим «конического» излучения плоской спиральной антенны аналитически описывается решениями (2) для второй азимутальной гармоники ($n=2$). Характеристики поля, так же, как и в режиме осевого излучения антенны, подчиняются установленным выше закономерностям. Это подтверждается расчетными диаграммами направленности на рис. 4, полученными для спирали, расположенной на подложке с $l_1 = l_2 = 0,25\lambda_0$, $\epsilon''_1 = \epsilon''_2 = 0$. Из графиков следует, что если в пределах толщины каждого диэлектрического слоя укладывается целое число соответствующих полуволен $\lambda_{1,2}/2$, то подложка не влияет на форму диаграммы направленности спирали, а коэффициент эллиптичности $r \geq 0,9$ в широких пределах изменения угла θ (кривые 1: $\epsilon'_1 = 64$, $\epsilon'_2 = 16$). При условии, что в пределах l_1 и l_2 укладывается нечетное число четвертей волн $\lambda_{1,2}/4$, а $\epsilon'_1 < \epsilon'_2$ (кривые 2: $\epsilon'_1 = 9$, $\epsilon'_2 = 225$), излучение антенны имеет направленность в сторону области I. В случае $\epsilon'_1 = 25$, $\epsilon'_2 = 100$ происходит увеличение излучения в сторону подложки (кривые 3).

Отметим в заключение, что, как показали расчеты, при толщине подложки в несколько длин волн λ_0 изменение ϵ'' в пределах от 10^{-5} до 10^{-2} , так же как и в случае однослойной подложки [1], практически не влияет на форму диаграммы направленности антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горобец Н. Н., Елисеев А. И., Лытов Ю. В., Носенко О. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 8, с. 1027.
2. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. — М.: Сов. радио, 1966. — 632 с.
3. Рамзей В. Частотно-независимые антенны — М.: Мир, 1968. — 176 с.
4. Горобец Н. Н., Панфилов М. М. — Сб. Раднотехника, Харьков, 1976, вып. 37, с. 33.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию
9 декабря 1985 г,
после доработки
5 июня 1986 г

RADIATION OF THE PLANE LOGARITHMIC SPIRAL PLACED ON THE TWO LAYER DIELECTRIC SUBSTRATUM

N. N. Gorobets, A. I. Eliseev, I. A. Kalinichenko

The radiation problem of the plane logarithmic spiral placed on the infinite two layer dielectric substratum with arbitrary values of the layer thickness and their complex dielectric constant is solved by the partial region method. It is demonstrated that the additional separation bound has an essential effect on the directional and polarization characteristics of the system studied.