

К. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук, С. Н. БОЙКО

**СИММЕТРИЧНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛОСКОЙ
ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ НА ГИРОТРОПНОЙ
ПОДЛОЖКЕ С ЭКРАНОМ**

Расширение функциональных возможностей приборов СВЧ можно осуществлять путем усложнения структуры этих устройств. Так, для получения однонаправленного излучения плоских спиральных антенн с одной ее стороны располагают экран-резонатор, заполненный диэлектриком [1]. В работе [2] решена задача о симметричном возбуждении такой системы. Представляет интерес изучить симметричное возбуждение плоской спирали, когда в качестве экранированной подложки используется гиротропная среда — феррит.

Исследуемая система состоит из спирали с углом намотки $u = \text{ctg} \psi$, расположенной в плоскости $z=0$ цилиндрической системы координат ρ, φ, z , и идеально проводящего экрана при $z=-a$. Пространство между экраном и спиралью заполнено намагниченным до насыщения ферритом. Постоянное магнитное поле H_0 направлено вдоль оси z . Спираль аппроксимируется бесконечной анизотропно проводящей плоскостью, источник возбуждения — кольцом δ -генераторов радиуса ρ_0 с полем $E = E_0 \delta(\rho - \rho_0)$. Зависимость от времени взята в виде $e^{i\omega t}$. Используется гауссова система единиц.

Для решения задачи система разбивается на две частичные области: $0 < z < \infty, \epsilon = \mu = 1$; $-a < z < 0, \epsilon = 1, \hat{\mu}$. Поля в первой области выражаются через электрический Π_e^I и магнитный Π_m^I векторы Герца, взятые в виде разложения в интегралы Фурье—Бесселя [3]:

$$\Pi_{e,m}^I = \int_0^\infty \begin{Bmatrix} B_{e1}(\gamma) \\ B_{m1}(\gamma) \end{Bmatrix} J_0(\gamma \rho) e^{-\rho z} \gamma d\gamma, \quad (1)$$

$$E_{\varphi 0} = -\frac{ik\mu_{II}}{k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2} \frac{\partial H_{\rho 0}}{\partial z}; \quad H_{z 0} = \frac{\gamma}{k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2} \frac{\partial H_{\rho 0}}{\partial z} \quad (5)$$

и связанные дифференциальные уравнения относительно $E_{z 0}$, $H_{\rho 0}$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 H_{\rho 0}}{\partial z^2} + a_1(\gamma) H_{\rho 0} = b_1(\gamma) E_{z 0}; \\ \frac{\partial^2 E_{z 0}}{\partial z^2} + a_2(\gamma) E_{z 0} = b_2(\gamma) H_{\rho 0}, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$a_1(\gamma) = \frac{\mu}{\mu_{II}} (k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2);$$

$$b_1(\gamma) = \frac{k\varepsilon\mu_a}{\gamma\mu_{II}} (k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2);$$

$$a_2(\gamma) = k^2\varepsilon\mu - \gamma^2; \quad b_2(\gamma) = k\mu_a\gamma.$$

Система (6) решается путем введения линейной комбинации [5]

$$\Psi = H_{\rho 0} + \Lambda E_{z 0}. \quad (7)$$

Если Λ подчинить условию

$$\Lambda_{1,2} = \frac{a_1 - a_2}{2b_2} \pm \sqrt{\left(\frac{a_1 - a_2}{2b_2}\right)^2 + \frac{b_1}{b_2}}, \quad (8)$$

для Ψ получаем однородное уравнение

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \chi^2 \Psi = 0. \quad (9)$$

Здесь

$$\chi^2 = b_2 \Lambda_1 - a_1. \quad (10)$$

Решение (9) дает

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A(\gamma) \operatorname{ch}(\chi_1 z) + B(\gamma) \operatorname{sh}(\chi_1 z); \\ \Psi_2 &= C(\gamma) \operatorname{ch}(\chi_2 z) + D(\gamma) \operatorname{sh}(\chi_2 z), \end{aligned} \quad (11)$$

а из (7) получаем

$$E_{z 0} = \frac{\Psi_2 - \Psi_1}{\Lambda_2 - \Lambda_1}; \quad H_{\rho 0} = \frac{\Psi_1 \Lambda_2 - \Psi_2 \Lambda_1}{\Lambda_2 - \Lambda_1}. \quad (12)$$

Все остальные амплитуды полей определяем согласно (5).

Таким образом, поля во второй области оказываются функциями четырех неизвестных $A(\gamma)$, $B(\gamma)$, $C(\gamma)$, $D(\gamma)$, а в первой — двух $B_{e_1}(\gamma)$, $B_{m_1}(\gamma)$. Для определения этих неизвестных используются граничные условия на спирали ($z=0$).

$$E_{\rho}^I = E_{\rho}^{II}; \quad H_z^I = \mu_{II} H_z^{II};$$

$$E_{\rho}^I + \operatorname{ctg} \Psi E_{\varphi}^I + E_0 \delta (\rho - \rho_0) = 0; \quad (13)$$

$$(H_{\rho}^I - H_{\rho}^{II}) + \operatorname{ctg} \Psi (H_{\varphi}^I - H_{\varphi}^{II}) = 0,$$

на экране

$$(z = -a) E_{\varphi}^{II} = E_{\rho}^{II} = 0.$$

После подстановки в (13) полей первой и второй областей получим систему шести интегральных уравнений относительно неизвестных $A(\gamma)$, $B(\gamma)$, $C(\gamma)$, $D(\gamma)$, $B_{e1}(\gamma)$, $B_{m1}(\gamma)$. Применение обратного преобразования Ханкеля позволяет записать выражения для искомым неизвестных.

Анализ интегралов для полей вида (1), (4) удобно проводить в комплексной плоскости γ . Выражения для потенциалов (1) с учетом найденных $B_{e1}(\gamma)$, $B_{m1}(\gamma)$ и при переходе к бесконечным пределам примут вид

$$\Pi_e^I = \frac{1}{2} E_0 \rho_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(p x_1 - x_2 + i k t \operatorname{ctg} \Psi)}{F(\gamma)} H_0^{(2)}(\gamma \rho) e^{-p z} \gamma d\gamma; \quad (14)$$

$$\Pi_m^I = -\frac{i}{2} E_0 \rho_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x_3 + k x_1 \operatorname{ctg} \Psi + i t p)}{F(\gamma)} H_0^{(2)}(\gamma \rho) e^{-p z} \gamma d\gamma, \quad (14a)$$

где

$$t_1 = \chi_1 \operatorname{th}(\chi_1 a); \quad x_1 = \Lambda t_1 t_2;$$

$$t_2 = \chi_2 \operatorname{th}(\chi_2 a); \quad x_2 = a(t_2 \Lambda_2 - t_1 \Lambda_1);$$

$$t = \frac{\varepsilon \alpha}{\gamma} (t_2 - t_1); \quad x_3 = p k \varepsilon \operatorname{ctg} \Psi (t_1 \Lambda_2 - t_2 \Lambda_1);$$

$$\alpha = k^2 \varepsilon \mu_{II} - \gamma^2; \quad \Lambda = \Lambda_2 - \Lambda_1;$$

$$F(\gamma) = x_1 (k^2 \operatorname{ctg}^2 \Psi - p^2) + k \operatorname{ctg} \Psi x_3 + x_2 p.$$

Из соотношений (14), (14a) видно, что подынтегральные выражения имеют особенности типа полюс, обусловленные корнями уравнения $F(\gamma) = 0$, и точки ветвления $\gamma = \pm k$. Способ проведения контура вблизи точек ветвления и полюсов устанавливается по их смещению с действительной оси при наличии малых потерь в среде. Разрезы от точек ветвления будут проходить во втором и четвертом квадрантах. Анализ интегралов (14 а) проводился методом перевала путем введения новой переменной ξ $\gamma = k \sin \xi$ и перехода к сферической системе координат R , θ , φ . При деформации первоначального контура интегрирования в перевальный путь пересекаются положительные полюса и к интегралу по перевальному пути добавляются соответствующие вычеты. Интеграл по перевальному пути соответствует пространственной волне, вычеты в полюсах — поверхностным [3].

Беря вычеты в точках $\gamma = \gamma_{0n}$, соответствующих корням

уравнения $F(\gamma) = 0$, получим следующие выражения для полей поверхностных волн:

$$\begin{aligned} E_z^{\text{П}} &= -x \sum_{(n)} \gamma_{0n}^3 \zeta H_0^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); & H_z^{\text{П}} &= x \sum_{(n)} \gamma_{0n}^3 \eta H_0^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); \\ E_\rho^{\text{П}} &= -x \sum_{(n)} \rho_{0n} \gamma_{0n}^2 \zeta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); & H_\rho^{\text{П}} &= x \sum_{(n)} \rho_{0n} \gamma_{0n}^2 \eta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); \\ E_\varphi^{\text{П}} &= ikx \sum_{(n)} \gamma_{0n}^2 \eta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); & H_\varphi^{\text{П}} &= -ikx \sum_{(n)} \gamma_{0n}^2 \zeta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho), \end{aligned} \quad (15)$$

где $x = i\pi E_0 \rho_0^2$; $\rho_{0n} = \sqrt{\gamma_{0n}^2 - k^2}$;

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{x_1 \rho_{0n} - x_2 + ikt \operatorname{ctg} \Psi}{F'(\gamma_{0n})} e^{-\rho_{0n} z}; \\ \eta &= \frac{i(x_3 + x_1 k \operatorname{ctg} \Psi) - t \rho_{0n}}{F'(\gamma_{0n})} e^{-\rho_{0n} z}; \end{aligned}$$

$F'(\gamma_{0n})$ — производная от $F(\gamma)$ в точках $\gamma = \gamma_{0n}$. Условие $F(\gamma) = 0$ эквивалентно дисперсионному уравнению для поверхностных волн.

С учетом определения точки перевала ξ_0 из соотношения $\cos'(\xi_0 - \theta) = 0$ после соответствующих преобразований получим компоненты поля пространственной волны

$$\begin{aligned} E_\varphi^{\text{ПР}} &= -H_\theta^{\text{ПР}} = \frac{1}{2} E_0 \rho_0^2 k^3 \sin 2\theta \frac{-pt + ix_3 + ikx_1 \operatorname{ctg} \Psi}{F(\theta)} \frac{e^{-ikR}}{R}; \\ E_\theta^{\text{ПР}} &= H_\varphi^{\text{ПР}} = -\frac{1}{2} E_0 \rho_0^2 k^3 \sin 2\theta \frac{\rho x_1 - x_2 + ikt \operatorname{ctg} \Psi}{F(\theta)} \frac{e^{-ikR}}{R}. \end{aligned} \quad (16)$$

Выражение для мощностей, переносимых поверхностными волнами, получаем в виде

$$P^{\text{П}} = \frac{c}{8\pi} \int_0^\infty dz \int_0^{2\pi} [\bar{E}^{\text{П}} (H^{\text{П}})^*]_\rho \rho d\varphi = \frac{c}{4} \frac{\pi k \gamma_{0n}^4}{\rho_{0n} [F'(\gamma_{0n})]^2} \times \quad (17)$$

$$\times E_0^2 \rho_0^4 [(x_3 + x_1 k \operatorname{ctg} \Psi)^2 + (x_1 \rho_{0n} - x_2)^2 + t^2 (k^2 \operatorname{ctg}^2 \Psi + \rho_{0n}^2)].$$

Для пространственной волны расчет мощности следует проводить численно по формуле

$$P^{\text{ПР}} = \frac{c}{4} \int_0^{\pi/2} (|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2) R^2 \sin \theta d\theta \quad (18)$$

при значениях $\gamma = k \sin \theta$.

Анализовались свойства поверхностных и излученных волн. Расчеты проводились для феррита марки 80СЧ ($4\pi M_0 = 310\text{Э}$, $\epsilon = 12,5$) толщиной $a = 0,5$ см и спиралей с $\text{ctg } \psi = 30$ и 75.

— На рис. 1, а представлены зависимости постоянной распространения γ (кривая 1 — $\text{ctg } \psi = 30$, 2 — $\text{ctg } \psi = 75$) поверхност-

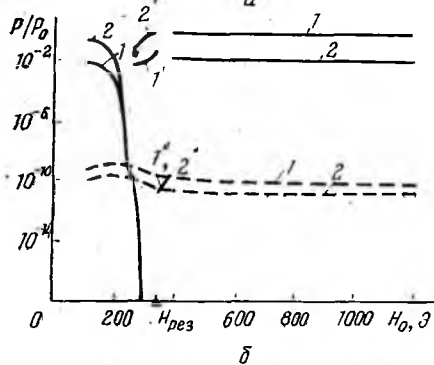
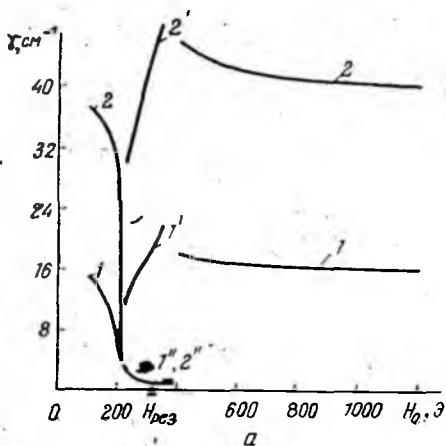


Рис. 1

ной волны γ в зависимости от постоянного магнитного поля H_0 при $k = 0,2$ см $^{-1}$. Из рисунка следует, что для нерезонансных магнитных полей замедление определяется параметрами спирали и свойствами среды подложки. Вблизи ферромагнитного резонанса происходит расщепление дисперсионной кривой на две ветви: с большим замедлением (кривые 1', 2' для «медленных» волн) и меньшим замедлением (1'', 2'', для «быстрых» волн). Расчет мощностей, идущих в каждую из волн, показал, что «медленная» волна возбуждается легче, чем «быстрая» (кривые 1', 2' по сравнению с 1'', 2'' на рис. 1, б). На этом же рисунке представлены мощности излученных волн (пунктирные линии 1, 2). Видно, что мощность излученной волны меньше мощности «медленной» поверхностной и может быть больше «быстрой» поверх-

ностной волны. Диаграмма направленности излученного поля имеет коническую форму с шириной лепестка порядка $45\text{—}50^\circ$ и изменяющимся направлением максимума излучения $\Theta_{\text{макс}}$ в зависимости от постоянного магнитного поля (рис. 2, сплошные кривые 1, 2 для составляющих поля E_φ , E_θ). Здесь же пунктирной линией обозначена зависимость коэффициента эллиптичности в направлении максимума излучения от магнитного поля. В районе ферромагнитного резонанса происходит изменение поляризации излученного поля от линейной до круговой. Изменение расстояния до экрана a влияет на направление главного максимума поля E_θ и не влияет на E_φ .

Как следствие коэффициент эллиптичности излученного поля оказывается функцией расстояния a (рис. 3).

Таким образом, при симметричном возбуждении в спирали на гиротропной подложке существуют поверхностные и излученные волны. В районе ферромагнитного резонанса поверхностные

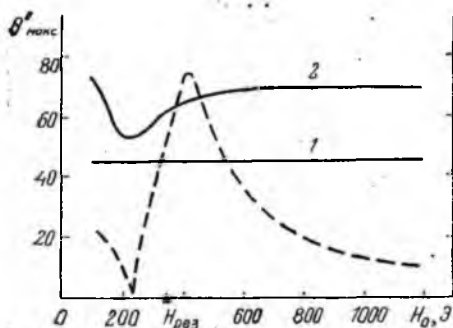


Рис. 2

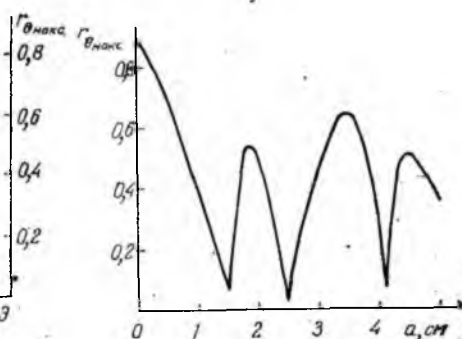


Рис. 3

волны состоят из «медленной» и «быстрой» волн с регулируемой магнитным полем фазовой скоростью. В поверхностные волны идет больше мощности, чем в излученную, а «медленная» волна возбуждается лучше «быстрой». Излученная волна имеет конечную диаграмму направленности с регулируемой магнитным полем поляризацией излучения от линейной до круговой.

Список литературы: 1. Юрцев О. А., Рунов А. В., Казарин А. Н. Спиральные антенны. М., 1974. 223 с. 2. Гошин Г. Г., Замараева В. П. Синфазное возбуждение плоской спиральной антенны, расположенной на заземленном магнитодиэлектрическом слое // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. 20. № 5. С. 739—744. 3. Горощеня А. Б. Возбуждение спирально проводящей плоскости вертикальным диполем // Радиотехника. 1966. 21. № 5. С. 10—18. 4. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.; Л., 1963. 664 с. 5. Сул Г., Уокер Л. Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах. М., 1955. 212 с.

Поступила в редколлегия 29.10.85.