

Излучение волн с управляемой поляризацией из круглого волновода

К. П. Яцук, Р. Р. Швелидзе

Харьковский государственный университет
61077, Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 21 декабря 1998 г.

Решена задача излучения волны H_{11} из круглого волновода с двумя спиралями в его апертуре. Использовано приближение двух волн в области волновода, интегральное представление полей вне волновода и модель анизотропно проводящей плоскости для спиралей. Рассчитаны диаграммы направленности, энергетические и поляризационные характеристики излученных полей. Показана возможность изменения поляризации от круговой до линейной за счет изменения расстояния между спиралями в диапазоне частот $\approx 25\%$. Получено экспериментальное подтверждение расчетным данным.

Розв'язано задачу випромінювання H_{11} хвиль із круглого хвилеводу з двома спіралями у його апертурі. Використано наближення двох мод в області хвилеводу, інтегральне представлення полів зовні хвилеводу та модель анізотропно провідної площини для спіралей. Розраховано діаграми спрямованості, енергетичні та поляризаційні характеристики полів, що випромінюються. Вказана можливість зміни поляризації від колової до лінійної за рахунок зміни відстані між спіралями у діапазоні частот $\approx 25\%$. Експерименти підтвердили розрахункові дані.

1. Введение

Современное развитие радиоастрономии, радиолокации, наземной и космической радиосвязи, медицинского приборостроения и др. привело к необходимости разработки излучателей с управляемой поляризацией в широком диапазоне частот. Особый интерес при этом представляет область миллиметровых волн.

Открытый конец волновода в общем случае излучает поля с линейной поляризацией. Для получения круговой поляризации используются помещенные внутри или вне волновода специальные фазосдвигающие секции длины порядка четверти длины волны в волноводе и, как следствие, работающие в узком диапазоне волн. Вращением внешней секции вокруг оси волновода можно осуществить изменение поляризации излученного поля, однако опять же в узком диапазоне частот.

С другой стороны, излучатели на основе плоских логарифмических спиралей широкополосны [1]. Использование двух соосных спиралей в свободном пространстве дает возможность управления поляризацией за счет изменения расстояний между ними. В работе [2] предложена методика анализа полей излучения спиралей с экраном, проведены расчеты, подтвержденные экспериментом, и показано, что изменение поляризации от круговой до линейной реализуется в полосе частот 1:2. Спиральные излучатели удобны для использования в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн, что обусловлено возможностью возбуж-

дения их коаксиальными линиями. Для области миллиметровых волн, где невозможно применение коаксиальных линий, было предложено возбуждать спираль волной H_{11} круглого волновода [3]. Проведенное в [3] решение задачи, расчеты и эксперименты для круглого волновода с одной спиралью в торце волновода показали, что коэффициент эллиптичности излученного поля, больший 0.5, сохраняется в полосе частот $\approx 40\%$. В работах [4-7] показано, что при облучении среды волнами с линейной или эллиптической поляризациями воздействие среды сводится к изменению поляризации. При этом в [4] рассмотрено падение плоской волны, в [5] – излучатель-диполь, в [6], [7] – цилиндрическая и плоская спирали соответственно. Все работы относились к случаю двух полубезграничных сред для частот, меньших 2 ГГц.

Настоящая работа посвящена решению задачи излучения волны H_{11} из круглого волновода с двумя спиралями в его апертуре с целью выяснения возможности управления поляризацией излученных полей.

2. Постановка задачи и алгоритм решения

Исследуемая система – круглый волновод диаметром $2a$, в апертуре которого расположен блок из двух логарифмических спиралей. Волна H_{11} падает со стороны волновода на спирали, где происходит ее рассеяние. Необходимо определить поля излучения.

Задача решается в цилиндрической системе координат ρ, φ, z , связанной с осью волновода. Спирали располагаются в плоскостях $z = -l$ (первая спираль) и $z = 0$ (вторая спираль) и описываются кривыми $\rho_{1,2} = \rho_{1,2}^0 \exp(\varphi/u_{1,2})$, где $\rho_{1,2}^0$ – начальные радиусы, $u_{1,2} = \text{ctg} \psi_{1,2}$ – параметры намотки первой и второй спиралей соответственно, $\psi_{1,2}$ – углы намоток спиралей.

При решении задачи использованы следующие приближения. Волновод считается полубесконечным, для спирали взята модель анизотропно проводящей плоскости [8], используется метод частичных областей. Выделяются три области: I – $-\infty < z < -l, 0 < r < a, \epsilon = \epsilon_1$; II – $-l < z < 0, 0 < r < a, \epsilon = \epsilon_2$; III – $0 < z < \infty, 0 < r < \infty, \epsilon = \epsilon_3$, где $\epsilon_{1,2,3}$ – диэлектрические проницаемости сред в I, II и III областях соответственно. Слева, из $-\infty$, набегают волны H_{11} с единичной амплитудой и рассеиваются на спиральном препятствии (при $z = -l$), затем на втором препятствии (при $z = 0$) и распространяются вне волновода. Считается, что в области $a < r < \infty, z < 0$ поля отсутствуют из-за слабых дифракционных эффектов на кромке волновода. Используется двухволновое приближение для рассеянной H_{11} и возбужденной на спирали E_{11} волн внутри волновода и интегральное представление для смешанной волны HE_{11} – вне волновода.

Компоненты полей определяются через электрический $\vec{P}_j^e(0,0,P_j^e)$ и магнитный $\vec{P}_j^m(0,0,n_j^m)$ векторы Герца, где $j = 1,2,3$ – номера областей:

$$\begin{aligned} \vec{E}_j &= \text{grad div } \vec{P}_j^e + k^2 \epsilon_j \vec{P}_j^e - ik \text{rot } \vec{P}_j^m, \\ \vec{H}_j &= \text{grad div } \vec{P}_j^m + k^2 \epsilon_j \vec{P}_j^m + ik \epsilon_j \text{rot } \vec{P}_j^e, \end{aligned} \quad (1)$$

а потенциалы $P_j^{e,m}$ векторов Герца удовлетворяют скалярным волновым уравнениям

$$\Delta P_j^{e,m} + k^2 \epsilon_j P_j^{e,m} = 0$$

и оказываются различными для трех областей.

Для первой области ($-\infty < z < -l$)

$$P_{z1}^m = P_{z1}^{m \text{ пад}} + P_{z1}^{m \text{ отр}},$$

где

$$\begin{aligned} P_{z1}^{m \text{ пад}} &= e^{-i\gamma_M z} J_1(\alpha_M \rho) \cos \varphi, \\ P_{z1}^{m \text{ отр}} &= A e^{i\gamma_M z} J_1(\alpha_M \rho) e^{i\varphi}, \\ P_{z1}^e &= P_{z1}^{e \text{ рас}} = -i B e^{i\gamma_E z} J_1(\alpha_E \rho) e^{i\varphi}. \end{aligned} \quad (2)$$

В работе [9] было показано, что при возбуждении плоской спирали излучателями с фазовой зависимостью $\sim \cos n\varphi$ рассеянные поля, пропорциональные $e^{in\varphi}$ ($n > 0$), представляют собой волны излучения, а с зависимостью, пропорциональной $e^{-in\varphi}$, – поверхностные волны. Так как нас интересуют волны излучения, мы ограничились слагаемым с зависимостью $e^{i\varphi}$.

Для области между спиралью ($-l < z < 0, \epsilon = \epsilon_2$) потенциалы Герца представляются в виде:

$$\begin{aligned} P_{z2}^m &= (M e^{-i\gamma_M z} + N e^{i\gamma_M z}) J_1(\alpha_M \rho) e^{i\varphi}, \\ P_{z2}^e &= (F e^{-i\gamma_E z} + G e^{i\gamma_E z}) J_1(\alpha_E \rho) e^{i\varphi}; \end{aligned} \quad (3)$$

для области вне волновода ($0 < z < \infty, \epsilon = \epsilon_3$):

$$\begin{Bmatrix} n_{z3}^m \\ n_{z3}^e \end{Bmatrix} = e^{i\varphi} \int_0^\infty \begin{Bmatrix} T(\gamma) \\ -iC(\gamma) \end{Bmatrix} e^{-ipz} J_1(\gamma \rho) \gamma d\gamma. \quad (4)$$

В выражениях (2) – (4) $\gamma_{M,Ej} = \sqrt{k^2 \epsilon_j - \alpha_{E,M}^2}$;

$\alpha_M = \frac{\mu_M}{a}$; $\alpha_E = \frac{\eta_E}{a}$; μ_M, η_E – корни производной функции Бесселя $J_1'(\mu_M)$ и функции Бесселя $J_1(\eta_E)$; ω – круговая частота; $k = \omega/c$; c – скорость света в свободном пространстве; $p = \sqrt{k^2 \epsilon_3 - \gamma^2}$; A, B, F, G, M, N, C, T – неизвестные коэффициенты, подлежащие определению.

Вычисленные по формулам (1) поля для области внутри волновода соответствуют собственным волнам H_{11} и E_{11} , вне волновода – суперпозиции смешанных HE_{11} волн. Например,

$$\begin{Bmatrix} E_{\varphi 3} \\ H_{\varphi 3} \end{Bmatrix} = e^{i\varphi} \int_0^\infty \begin{Bmatrix} P \\ \rho \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} -iC(\gamma) \\ T(\gamma) \end{Bmatrix} J_1(\gamma \rho) + k\gamma \begin{Bmatrix} iT(\gamma) \\ -\epsilon_3 C(\gamma) \end{Bmatrix} J_1'(\gamma \rho) e^{-ipz} \gamma d\gamma. \quad (5)$$

Для определения неизвестных коэффициентов используются граничные условия, соответствующие принятому приближению [8]: 1) $H_{z1} = H_{z1+1}$, 2) равенство нулю тангенциальной вдоль провода спирали составляющей электрического поля ($E_{\tau 1} = 0$), 3) непрерывность нормальной к спирали в ее плоскости составляющей электрического поля ($E_{\perp 1} = E_{\perp 1+1}$), 4) непрерывность тангенциальной к проводу спирали составляющей маг-

нитного поля ($H_{\tau t} = H_{\tau t+1}$). Эти условия справедливы для обеих спиралей и в расширенном виде записываются следующим образом:

$$1) H_{z t} = H_{z t+1}, \quad (6a)$$

$$2) E_{\tau 1} = E_{\tau 3} = 0 \text{ или} \quad (6b)$$

$$E_{r1} + u_1 E_{\varphi 1} = E_{r3} + u_2 E_{\varphi 3} = 0,$$

$$3) E_{\perp t} = E_{\perp t+1} \text{ или } u_t E_{r t} + E_{\varphi t} = u_t E_{r t+1} + E_{\varphi t+1}, \quad (6в)$$

$$4) H_{\tau t} = H_{\tau t+1} \text{ или } H_{r t} + u_t H_{\varphi t} = H_{r t+1} + u_t H_{\varphi t+1}. \quad (6г)$$

В формулах (6a) – (6г) $t=1$ для $z=-l$ и $t=2$ для $z=0$.

Подстановка выражений для полей в каждой области, полученных с использованием (1), (2)-(4), в граничные условия (6a)-(6г) приводит к системе интегральных уравнений относительно искомых коэффициентов разложения полей. Возможный путь решения полученных уравнений – использование обратного преобразования Ханкеля. Однако в части уравнений подынтегральные функции содержат слагаемые как с функциями Бесселя, так и с производными от них (см., например, (5)). Поэтому интегралы с производными от функций Бесселя брались по частям и преобразовывались в интегралы с произведениями функций Бесселя на производные от искомых коэффициентов. После этого оказалось возможным применение обратного преобразования Ханкеля. Например, условие (6б) $E_{\rho 3} + u_2 E_{\varphi 3} = 0$ содержит компоненты полей $E_{\rho 3}$ и $E_{\varphi 3}$. Для $E_{\varphi 3}$ получено выражение (5), а $E_{\rho 3}$ представляется в виде

$$E_{\rho 3} = \int_0^{\infty} \left[-p\gamma C(\gamma) J_1(\gamma \rho) + \frac{k}{\rho} T(\gamma) J_1(\gamma \rho) \right] e^{-i\gamma z} \gamma d\gamma = I_1 + I_2.$$

В последнем выражении первый интеграл после вычисления его по частям приводится к виду

$$I_1 = \int_0^{\infty} \frac{J_1(\gamma \rho)}{\rho} \left[\left(2p - \frac{\gamma^2}{p} \right) C(\gamma) + p\gamma \frac{dC(\gamma)}{d\gamma} \right] \gamma d\gamma.$$

Аналогичный вид приобретает и часть интеграла для E_{φ} компоненты поля (5). После

применения обратного преобразования Ханкеля ко всему условию (6б) получается первое дифференциальное уравнение для искомых коэффициентов $T(\gamma)$ и $C(\gamma)$

$$p\gamma \frac{dC(\gamma)}{d\gamma} - iu_2 k\gamma \frac{dT(\gamma)}{d\gamma} + Z_1 T(\gamma) + Z_2 C(\gamma) = 0, \quad (7)$$

$$\text{где } Z_1 = (1 - 2iu_2) / k, \quad Z_2 = p \left(2 - \frac{\gamma^2}{p^2} - iu_2 \right).$$

Аналогичным образом преобразуются и другие интегральные уравнения. В результате задача сводится к трем алгебраическим уравнениям и четырем связанным дифференциальным уравнениям относительно производных $\frac{dT}{d\gamma}$ и $\frac{dC}{d\gamma}$.

Чтобы не решать дифференциальные уравнения, мы реализовали возможность перехода к системе алгебраических уравнений следующим образом. Согласно выбранной модели спирали можно принять, что вдоль проводов спиралей протекают токи, изменяющиеся по закону $j_{\parallel t} = j_{0t} e^{-ik_t l} 1^t$, где $k_t = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_t + \epsilon_{t+1}}{2}}$,

$l_{\parallel t} = \frac{\rho}{\sin \psi_t} = \rho \sqrt{1 + u_t^2}$ – координаты, отсчитываемые вдоль спиралей. В этом случае в плоскостях спиралей существуют скачки нормальных к проводам составляющих магнитного поля

$$H_{\perp t} - H_{\perp t+1} = \frac{4\pi}{c} j_t, \quad (8)$$

где $j_t = \frac{j_{\parallel t}}{2\pi\rho}$, и нормальных к плоскостям спиралей компонент электрического поля

$$\epsilon_t E_{z t} - \epsilon_{t+1} E_{z t+1} = 4\pi\sigma_t, \quad (9)$$

где $\sigma_t = \frac{q_t}{2\pi\rho}$, а j_t и q_t связаны уравнениями непрерывности

$$\text{div } j_t + \frac{dq_t}{dt} = 0. \quad (10)$$

С учетом (8)-(10) формулируются еще два граничных условия для полей (по одному для каждой спирали)

$$H_{\perp t} - H_{\perp t+1} = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_t + \epsilon_{t+1}}} (\epsilon_t E_{z t} - \epsilon_{t+1} E_{z t+1}). \quad (11)$$

Таким образом, для 8 неизвестных коэффициентов и двух производных $\frac{dT}{dy}, \frac{dC}{dy}$ устанавливаются 10 граничных условий (6а)-(6г) и (11), в результате чего искомые величины можно найти из матричного уравнения. В нашем случае мы свели исходные 10 уравнений к пяти (относительно искомым коэффициентам T, C, G, F, N):

$$\begin{pmatrix} T \\ C \\ G \\ F \\ N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 & x_4 & 0 \\ x_5 & 0 & x_6 & x_7 & x_8 \\ x_9 & 0 & x_{10} & x_{11} & x_{12} \\ x_{13} & x_{14} & x_{15} & x_{16} & x_{17} \\ x_{18} & 0 & x_{19} & x_{20} & x_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ Y_1 \\ 0 \\ Y_2 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где $x_1 \dots x_{21}$ известные функции от $u_{1,2}, \epsilon_j, \alpha_{M,E}, \gamma_{M,Ej}, k, \gamma, A_{1M,E}, A_{1ME}$,

$$A_{1M,E} = \int_0^a J_1(\alpha_{M,E} \rho) J_1(\gamma \rho) \rho d\rho,$$

$$A_{1ME} = \int_0^a J_1'(\alpha_{M,E} \rho) J_1(\gamma \rho) \rho^2 d\rho,$$

$$Y_1 = \gamma_{M1}(i\alpha_M A_{1M,E} - u_2 A_{1ME}),$$

$$Y_2 = 2\gamma_{M3}(iu_1 \alpha_M A_{1M,E} - A_{1ME}) e^{i\gamma_{M1} l}.$$

Поля в дальней зоне вычислялись методом стационарной фазы. В сферической системе координат R, θ, ϕ , начало которой совмещено с началом цилиндрической системы координат ρ, ϕ, z ($\rho = R \sin \theta, z = R \cos \theta$), стационарная точка γ_{cm} оказалась равной $\gamma_{cm} = k\sqrt{\epsilon_3} \sin \theta$. После вычисления интегралов (5) методом стационарной фазы с учетом того, что $E_{\theta 3} = \frac{H_{\phi 3}}{\sqrt{\epsilon_3}}$, выражения для полей в дальней зоне приобрели вид:

$$\begin{pmatrix} E_{\phi 3} \\ E_{\theta 3} \end{pmatrix} = \frac{k^3}{2} \begin{pmatrix} \epsilon_3 T(\gamma_{cm}) \\ \epsilon_3^{\frac{1}{2}} C(\gamma_{cm}) \end{pmatrix} \sin 2\theta \frac{e^{-ik\sqrt{\epsilon_3} R \sin \theta}}{R}. \quad (13)$$

По известным полям (13) с учетом (12) определялись диаграммы направленности и коэффициенты эллиптичности в интервале углов θ от 0 до $\frac{\pi}{2}$.

3. Результаты расчета и эксперимента

Расчеты были проведены для круглого волновода диаметром 3 см для спиралей с параметрами намоток $u_1 = u_2 = 10$ в диапазоне длин волн 2.5-5 см при различных расстояниях между спиральями и диэлектрических проницаемостях облучаемой среды. Исследовались диаграммы направленности (ДН), энергетические и поляризационные характеристики полей излучения.

На рис. 1, а приведены расчетные диаграммы направленности поля излучения $E = \sqrt{E_\phi^2 + E_\theta^2}$ в относительных единицах на длине волны $\lambda = 3.2$ см при $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$ и при разных расстояниях между спиральями. Из рисунка видно, что ДН осевые, а с ростом расстояния между спиральями наблюдается падение мощности, затем ее небольшой рост.

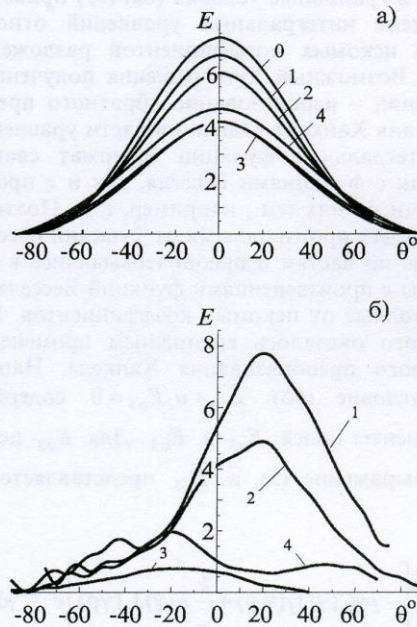


Рис. 1. Зависимость ДН излученных полей от расстояния между спиральями l : а) расчет, б) эксперимент. Кривая "0" для $l=0$; кривые 1, 2, 3, 4 для $l = \lambda/16; \lambda/4; \lambda/2; \lambda$ соответственно

Эксперименты проводились на волноводе диаметром 3 см со спиральями, изготовленными методом фотолитографии на стеклотекстолитовой подложке толщиной 1 мм с поглощающими кольцами шириной 2 мм на внешней области спиральных дисков. Параметры намоток

обеих спиралей были одинаковые: $u_1 = u_2 = 10$. На рис. 1, б приведены измеренные ДН на длине волны 3.2 см. Видно качественное экспериментальное подтверждение расчетных данных о влиянии расстояний между спиралью на интенсивность излучения. Аналогичные зависимости были получены на других частотах. При этом было показано, что мощность излучения с ростом частоты увеличивается, как и в случаях открытого конца волновода без спирали и волновода с одной спиралью. Смещение максимума излучения в эксперименте относительно расчетных данных можно объяснить использованием однозаходной спирали, тогда как приближение анизотропно проводящей плоскости лучше реализуется в случае многозаходных спиралей [1]. Кроме того, в эксперименте присутствовали диэлектрические подложки спиралей, не учтенные в расчетах, и поглощающие кольца на спирали могли быть несовершенными. Наличием подложек у спиралей можно объяснить и более значительное, чем было получено в расчетах, падение мощности в эксперименте.

На рис. 2 приведены рассчитанные зависимости коэффициента эллиптичности поляризации излученных полей $|r|$ в максимумах ДН для свободного пространства от разных расстояний между спиралью в диапазоне длин волн 3÷4.5 см при $u_1 = u_2 = 10$. Видно, что с увеличением расстояний между спиралью от $l=0$ до $l=\lambda/2$ происходит уменьшение коэффициента эллиптичности от 0.8 до 0.1. При этом эффект изменения поляризации от круговой до линейной сохраняется в 25% полосе частот. Результаты экспериментально измеренных $|r|$ на длине волны 3.5 см показаны на рис. 2 кружками. Видно экспериментальное подтверждение основанного на расчетных данных вывода о возможности регулировки поляризации посредством изменения расстояний между спиралью.

На рис. 3 приведены расчетные ДН для разных диэлектрических проницаемостей облучаемой среды для случая $\lambda = 4$ см, $l = \lambda/16$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, $u_1 = u_2 = 10$. Показано, что рост ϵ_3 вызывает сужение ДН. Кроме того, с ростом ϵ_3 наблюдается сначала уменьшение амплитуды излученного поля, а затем ее рост. Обнаруженный эффект увеличения амплитуды излученных полей с ростом диэлектрической проницаемости облучаемой среды косвенно подтвержден экспериментом. При измерении КСВН от конца волновода без спирали на границе волновод – вода получено значение КСВН=10, что согласуется с законами Френеля об отражении волн от диэлектрических сред. В случае присутствия спирали в торце волновода подобные

измерения привели к значениям КСВН=3 в диапазоне волн 2.5÷5 см.

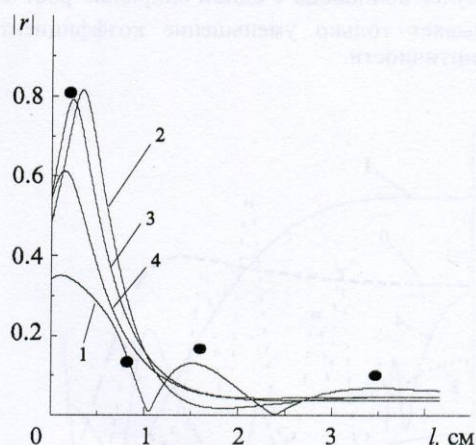


Рис. 2. Зависимость коэффициента эллиптичности излученных полей $|r|$ в максимумах ДН от расстояния между спиралью, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$: кривые 1, 2, 3, 4 для $\lambda = 3; 3.5; 4; 4.5$ см соответственно. Сплошные линии – расчет, точки – эксперимент

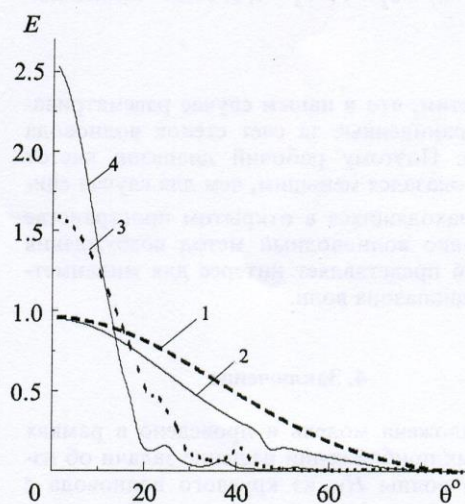


Рис. 3. Расчетные ДН для различных диэлектрических проницаемостей облучаемой среды ϵ_3 , $l = \lambda/16$, $\lambda = 4$ см: кривые 1, 2, 3, 4 для $\epsilon_3 = 1; 5; 20; 50$ соответственно

Рис. 4 иллюстрирует влияние ϵ_3 облучаемой среды на коэффициент эллиптичности $|r|$ в максимуме ДН для тех же параметров системы, что и на рис. 3. Интересным оказался факт увеличения коэффициента эллиптичности $|r|$ в

максимумах ДН в случае роста ϵ_3 (для больших ϵ_3) и малых расстояний между спиралями. В случае волновода с одной спиралью рост ϵ_3 вызывает только уменьшение коэффициента эллиптичности.

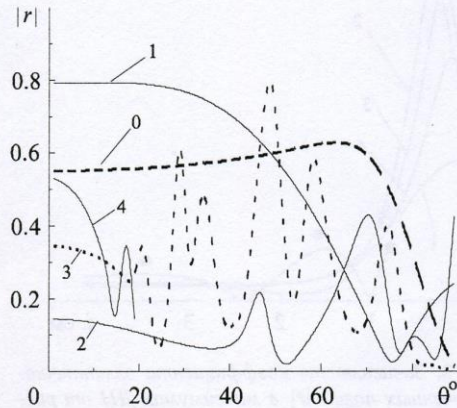


Рис. 4. Расчетные коэффициенты эллиптичности $|r|$ в зависимости от угла наблюдения: кривая "0" для $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$, $l = 0$; кривые 1, 2, 3, 4 для $l = \lambda/16$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, $\epsilon_3 = 1$; 5; 20; 50 соответственно

Отметим, что в нашем случае рассматривались ограниченные за счет стенок волновода спирали. Поэтому рабочий диапазон частот $\approx 25\%$ оказался меньшим, чем для случая спиралей, находящихся в открытом пространстве [2]. Однако волноводный метод возбуждения спиралей представляет интерес для миллиметрового диапазона волн.

4. Заключение

Предложена модель и проведено в рамках принятых приближений решение задачи об излучении волны H_{11} из круглого волновода с двумя спиралями в его апертуре. Расчеты и эксперименты показали, что излученные поля

имеют осевую ДН, а при изменении расстояния между спиралями реализуется перестройка поляризации от круговой до линейной в 25% диапазоне частот. В случае облучения среды с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_3 > 1$ рост последней вызывает увеличение направленности излучения и для ряда параметров системы увеличение коэффициента эллиптичности поляризации в случае больших ϵ_3 .

Литература

1. Сверхширокополосные антенны. Сб. статей (пер. с англ. под ред. Л. С. Бененсона). Москва, Мир, 1964, 416 с.
2. К. П. Яцук, В. П. Кривохижа, О. Ф. Селенина. Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1968, 21, №8, с. 3-9.
3. К. Р. Yatzuk, R. R. Shvelidze. Microwave and Opt. Technol. Lett. 1998, 19, No. 6, pp. 417-422.
4. С. И. Позняк, В. А. Мелитицкий. Введение в статистическую теорию поляризации радиоволн. Москва, Сов. радио, 1974, 479 с.
5. Л. Г. Содин, И. С. Фалькович, Н. Н. Калиниченко. Радиотехника. 1997, №1, с.95-102.
6. J. S. Colburn, S. Y. Rahmat. IEEE Trans. Antennas and Propag. 1998, 46, No. 6, pp. 813-820.
7. H. Nakano, K. Hirose, I. Ohshima, J. Yamauchi. IEEE Trans. Antennas and Propag. 1998, 46, No. 2, pp. 267-674.
8. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. Москва, Сов. радио, 1966, 632 с.
9. В. R.-S. Cheo, V. H. Rumsey. Radio Sci. 1968, 3, No. 3, pp. 267-271.

Wave Radiation with Controlled Polarization from Circular Waveguide

K. P. Yatzuk, R. R. Shvelidze

The problem of H_{11} -wave radiation from circular waveguide with two spirals in its aperture is solved. The two eigenwave approach in waveguide region, integral representation for fields outside the waveguide and the anisotropy sheet model for spirals are used. The radiation patterns, polarization and energetic characteristics are calculated. It is established the possibility of polarization variation from circular to linear via a distances between the spirals in waveband $\approx 25\%$. The experiments are in a good agreement with theoretical data.