

Физика волновых процессов и радиотехнические системы

УДК 537.87

**Приближенные граничные условия для круглого
идеально проводящего стержня в тонкой
цилиндрической киральной оболочке**

В.А. Неганов, Т.А. Панферова, О.В. Осипов

Получены односторонние приближенные граничные условия (ОПГУ) импедансного типа для круглого идеально проводящего стержня в тонкой цилиндрической киральной оболочке. С использованием ОПГУ приближенно решена задача дифракции плоских электромагнитных волн E- и H-поляризацій на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке. Проведено сравнение результатов, полученных с использованием ОПГУ, с точным решением.

Введение

Современный этап развития электродинамики характеризуется значительным повышением интереса к исследованию новых композиционных искусственных материалов, обладающих пространственной дисперсией в диапазонах сверх- и крайневых частот. К ним относятся и так называемые киральные среды, которые создаются путем размещения проводящих микроэлементов зеркально асимметричной формы в однородной диэлектрической среде. К настоящему моменту времени достаточно подробно изучены процессы распространения электромагнитных волн в киральных средах [1-3]. Во многих задачах электродинамики искусственных сред приходится сталкиваться с киральными слоями, толщина которых значительно меньше длины волны падающего электромагнитного излучения. В этом случае удобно описывать киральный слой некоторыми эквивалентными приближенными граничными условиями импедансного типа, чтобы избежать достаточно трудоемкого процесса определения в нем электромагнитного поля (ЭМП).

В научной литературе рассматриваются ОПГУ для тонкого цилиндрического кирального слоя [4], однако при решении задач с их использованием невозможен учет кросс-поляризационных явлений при дифракции электромагнитных волн

на киральной структуре. В данной статье рассмотрены приближенные граничные условия для круглого идеально проводящего стержня в тонкой цилиндрической киральной оболочке, которые позволяют учитывать как составляющие поля падающей волны, так и появляющиеся при дифракции кросс-поляризованные компоненты. При выводе ОПГУ использовался известный аналитический алгоритм, который ранее применялся для получения подобных условий для полупроводниковой пленки [5] и диэлектрической пленки с нелинейностью [6].

1. Приближенные граничные условия

Материальные уравнения, описывающие свойства киральных сред, содержат три материальных параметра и для гармонических полей (зависимость от времени $\exp(i\omega t)$) могут быть записаны следующим образом (в работе используется Гауссова система единиц) [1]:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \mp i\chi \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \pm i\chi \vec{E}, \quad (1)$$

где ϵ , μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости киральной среды; χ — параметр киральности. Верхние знаки в (1) соответствуют киральной среде на основе правовинтовых зеркально асимметричных элементов; нижние знаки — среде на основе левовинтовых микроэлементов. Векторы \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} и \vec{H} представляют собой комплексные амплитуды соответствующих векторов электромагнитного поля.

В.А. Неганов, Т.А. Панферова, О.В. Осипов

г. Самара, Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

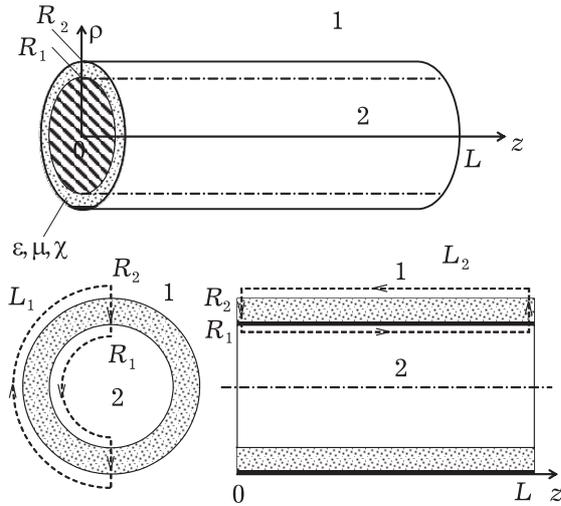


Рис. 1. К выводу приближенных граничных условий. Круглый идеально проводящий стержень в тонкой цилиндрической киральной оболочке

Рассмотрим тонкий киральный цилиндр радиуса R_2 с материальными параметрами ε, μ, χ , внутри которого соосно расположен круглый идеально проводящий стержень радиуса R_1 . Длину цилиндра обозначим через L . Киральный цилиндр находится во внешней диэлектрической области 1. Геометрия задачи приведена на рис. 1.

Будем считать, что нормированная толщина кирального цилиндра $k_0(R_2 - R_1) \ll 1$.

Для получения приближенных граничных условий (ПГУ) воспользуемся системой уравнений Максвелла в интегральной форме

$$\begin{aligned} \oint_L \vec{E} dl &= -ik_0 \int_S \vec{B} dS, \\ \oint_L \vec{H} dl &= ik_0 \int_S \vec{D} dS, \end{aligned} \quad (2)$$

где k_0 — волновое число для вакуума; L — некоторый контур интегрирования, пересекающий киральный слой и проходящий по его обеим поверхностям; S — поверхность, ограниченная контуром L .

Вычисляя циркуляции в левых частях уравнений (2) по малым контурам L_1 в поперечной плоскости и L_2 в продольной плоскости (рис. 1) и используя граничные условия при $\rho = R_1$ и $\rho = R_2$ для тангенциальных составляющих векторов \vec{E} и \vec{H} :

$$\begin{aligned} E_\tau &= E_\tau^{(1)}, \quad H_\tau = H_\tau^{(1)} \quad (\rho = R_2); \\ E_\tau &= 0, \quad H_\tau = H_\tau^{(2)} \quad (\rho = R_1), \end{aligned}$$

где верхние индексы «1» и «2» соответственно указывают на принадлежность поля к внешней области и идеально проводящему цилиндрическому стержню, несложно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} -E_\phi^{(1)} \pi R_2 + [E_\rho(\varphi = 3\pi/2) - E_\rho(\varphi = \pi/2)](R_2 - R_1) &= \\ = -ik_0 B_z \frac{\pi}{2} (R_2^2 - R_1^2); \\ -H_\phi^{(1)} \pi R_2 + H_\phi^{(2)} \pi R_1 + [H_\rho(\varphi = 3\pi/2) - H_\rho(\varphi = \pi/2)] \times \\ \times (R_2 - R_1) &= ik_0 D_z \frac{\pi}{2} (R_2^2 - R_1^2); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} -E_z^{(1)} L + [E_\rho(z = L) - E_\rho(z = 0)] \times \\ \times (R_2 - R_1) &= -ik_0 B_\phi L (R_2 - R_1); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_z^{(2)} L - H_z^{(1)} L + [H_\rho(z = L) - H_\rho(z = 0)] \times \\ \times (R_2 - R_1) &= ik_0 D_\phi L (R_2 - R_1). \end{aligned}$$

Воспользуемся при записи электромагнитного поля \vec{E}_τ и \vec{H}_τ в киральном слое линейной интерполяцией Лагранжа по двум точкам [7] — значениям тангенциальных компонент электромагнитного поля при $\rho = R_1$ и $\rho = R_2$. Поэтому ЭМП в центре тонкого кирального слоя можно определить следующим образом:

$$\vec{E}_\tau = \frac{\vec{E}_\tau^{(1)}}{2}, \quad \vec{H}_\tau = \frac{\vec{H}_\tau^{(1)} + \vec{H}_\tau^{(2)}}{2}. \quad (4)$$

Соотношения (4) справедливы при $k_0(R_2 - R_1) \ll 1$.

С учетом приближенных представлений полей (4) и материальных уравнений (1) в пределе при $\varphi \rightarrow 0$ и $L \rightarrow 0$ соотношения (3) переходят в следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} -E_\phi^{(1)} R_2 + \frac{\partial E_\rho}{\partial \varphi} (R_2 - R_1) &= -i \frac{k_0 \mu (R_2^2 - R_1^2)}{4} \times \\ \times (H_z^{(1)} + H_z^{(2)}) \pm \frac{k_0 \chi (R_2^2 - R_1^2)}{4} E_z^{(1)}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_\phi^{(2)} R_1 - H_\phi^{(1)} R_2 + \frac{\partial H_\rho}{\partial \varphi} (R_2 - R_1) &= \\ = \pm \frac{k_0 \chi (R_2^2 - R_1^2)}{4} (H_z^{(1)} + H_z^{(2)}) + \\ + i \frac{k_0 \varepsilon (R_2^2 - R_1^2)}{4} E_z^{(1)}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
& -E_z^{(1)} + \frac{\partial E_p}{\partial z} (R_2 - R_1) = -i \frac{k_0 \mu (R_2 - R_1)}{2} \times \\
& \times (H_\varphi^{(1)} + H_\varphi^{(2)}) \pm \frac{k_0 \chi (R_2 - R_1)}{2} E_\varphi^{(1)}; \\
& H_z^{(2)} - H_z^{(1)} + \frac{\partial H_p}{\partial z} (R_2 - R_1) = \pm \frac{k_0 \chi (R_2 - R_1)}{2} \times \\
& \times (H_\varphi^{(1)} + H_\varphi^{(2)}) + i \frac{k_0 \varepsilon (R_2 - R_1)}{2} E_\varphi^{(1)}.
\end{aligned}$$

Неудобство условий (5) заключается в том, что в них кроме тангенциальных составляющих $\vec{E}_\tau^{(1)}$ и $\vec{H}_\tau^{(1,2)}$ на поверхностях киральной среды присутствуют еще и нормальные составляющие E_p и H_p .

Используя уравнения Максвелла с учетом материальных уравнений (1), несложно получить соотношения, связывающие нормальные и тангенциальные составляющие векторов электромагнитного поля в киральной среде:

$$\begin{aligned}
E_p &= \frac{1}{k_0 n_c^2} \left[-i\mu \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right) \mp \chi \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} \right) \right], \\
H_p &= \frac{1}{k_0 n_c^2} \left[i\varepsilon \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} \right) \mp \chi \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right) \right], \quad (6)
\end{aligned}$$

где $n_c = \sqrt{\varepsilon\mu - \chi^2}$.

Подставим выражения (6) в систему (5) и исключим тангенциальные составляющие магнитного поля $H_\varphi^{(2)}$, $H_z^{(2)}$ на поверхности идеально проводящего цилиндра из этой системы с помощью ее третьего и четвертого уравнений. В результате получим следующие ОПГУ для круглого идеально проводящего стержня в тонкой цилиндрической киральной оболочке (при $\partial/\partial z \equiv 0$):

$$\begin{aligned}
E_\varphi^{(1)} &= i\mu \frac{k_0 (R_2^2 - R_1^2)}{2R_2} \left[H_z^{(1)} - \frac{2}{k_0^2 n_c^2 (R_2 + R_1)} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 H_z^{(1)}}{\partial \varphi^2} \right] \mp \\
& \mp \chi \frac{(R_2 - R_1)}{k_0 R_2 n_c^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 E_z^{(1)}}{\partial \varphi^2}; \\
E_z^{(1)} &= i\mu \frac{k_0}{2R_1} (R_2^2 - R_1^2) H_\varphi^{(1)} \mp \chi \frac{k_0 (R_2 - R_1)}{2} E_\varphi^{(1)}. \quad (7)
\end{aligned}$$

ОПГУ (7) записаны с точностью до слагаемых, содержащих малый параметр $k_0 (R_2 - R_1)$ в первой степени.

В предельном случае при $\chi \rightarrow 0$ соотношения (8) переходят в приближенные граничные условия для круглого идеально проводящего стержня в тонкой цилиндрической диэлектрической оболочке. В [4] приводятся другие ОПГУ для круглого идеально проводящего стержня в тонкой

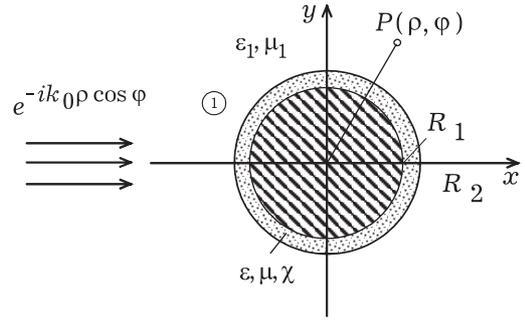


Рис. 2. Дифракция ПЭМВ на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке. Геометрия задачи

цилиндрической киральной оболочке. Однако, в них входит только составляющая H_z и, как следствие, они не учитывают явление кросс-поляризации.

Следует отметить, что предлагаемый нами подход позволяет также получить ОПГУ для тонкого цилиндрического кирального слоя во втором приближении с точностью до слагаемых, содержащих малый параметр $k_0 (R_2 - R_1)$ во второй степени.

2. Задача дифракции плоских электромагнитных волн на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке

При помощи ОПГУ (7) проведем решение задачи дифракции плоских электромагнитных волн (ПЭМВ) E- и H-поляризации на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке (рис. 1). Цилиндр и стержень предполагаются неограниченно протяженными вдоль оси Oz. Рассмотрим сначала случай, когда на киральный слой из внешней области 1 (диэлектрическая среда с материальными параметрами ε_1, μ_1) падает ПЭМВ параллельной поляризации. Цилиндрическая киральная оболочка считается тонкой по сравнению с длиной волны падающего излучения: $R_2 - R_1 \ll \lambda$ (рис. 2).

Поле падающей плоской волны параллельной поляризации определяется следующим образом:

$$\begin{aligned}
E_z^{\text{пад}} &= A^{\parallel} e^{-ik_1 \rho \cos \varphi}, \quad H_z^{\text{пад}} = E_\varphi^{\text{пад}} = 0, \\
H_\varphi^{\text{пад}} &= -\frac{A^{\parallel} \cos \varphi}{\eta_1} e^{-ik_1 \rho \cos \varphi}, \quad (8)
\end{aligned}$$

где $k_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ — волновое число для плоской однородной электромагнитной волны во внешней

области; $\eta_1 = \sqrt{\mu_1/\epsilon_1}$ — характеристическое сопротивление области 1; $A^\parallel = 1$ — амплитуда напряженности электрического поля падающей волны.

Тангенциальные составляющие векторов ЭМП в области 1 имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_z^{(1)}(\rho, \varphi) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n J_n(k_1 \rho) e^{in\varphi} + \\ &+ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n C_n^\parallel H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi}; \\ H_z^{(1)}(\rho, \varphi) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n D_n^\parallel H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi}, \\ E_\varphi^{(1)}(\rho, \varphi) &= i\eta_1 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n D_n^\parallel H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi}, \\ H_\varphi^{(1)}(\rho, \varphi) &= -\frac{i}{\eta_1} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n J_n'(k_1 \rho) e^{in\varphi} + \right. \\ &\left. + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n C_n^\parallel H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi} \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где C_n^\parallel и D_n^\parallel — неизвестные постоянные.

Для определения C_n^\parallel и D_n^\parallel необходимо подставить соотношения (9) в ОПГУ (7). В результате получаем неоднородную систему двух линейных алгебраических уравнений, из решения которой получаем:

$$\begin{aligned} C_n^\parallel &= -\frac{\beta_{H,n} P_{J,n} + G_n M_{H,n} J_n(\alpha)}{\beta_{H,n} P_{H,n} + G_n M_{H,n} H_n^{(2)}(\alpha)}; \\ D_n^\parallel &= -i \frac{G_n [J_n(\alpha) P_{H,n} - P_{J,n} H_n^{(2)}(\alpha)]}{\beta_{H,n} P_{H,n} + G_n M_{H,n} H_n^{(2)}(\alpha)}. \end{aligned} \quad (10)$$

В случае падения ПЭМВ с перпендикулярной поляризацией поле падающей волны определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} H_z^{\text{пад}} &= A^\perp e^{-ik_1 \rho \cos \varphi}, \quad E_z^{\text{пад}} = H_\varphi^{\text{пад}} = 0, \\ E_\varphi^{\text{пад}} &= -A^\perp \eta_1 \cos \varphi e^{-ik_1 \rho \cos \varphi}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $A^\perp = 1$ — амплитуда напряженности электрического поля падающей волны.

Тангенциальные составляющие векторов ЭМП в области 1 имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_z^{(1)}(\rho, \varphi) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n C_n^\perp H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi}, \\ H_z^{(1)}(\rho, \varphi) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n J_n(k_1 \rho) e^{in\varphi} + \\ &+ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n D_n^\perp H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_\varphi^{(1)}(\rho, \varphi) &= i\eta_1 \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n J_n'(k_1 \rho) e^{in\varphi} + \right. \\ &\left. + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n D_n^\perp H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi} \right\}, \\ H_\varphi^{(1)}(\rho, \varphi) &= -\frac{i}{\eta_1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n C_n^\perp H_n^{(2)}(k_1 \rho) e^{in\varphi}. \end{aligned}$$

Неизвестные коэффициенты C_n^\perp и D_n^\perp определяются из подстановки (12) в ОПГУ (7) и имеют вид:

$$\begin{aligned} C_n^\perp &= -i \frac{\beta_{H,n} M_{J,n} - \beta_{J,n} M_{H,n}}{\beta_{H,n} P_{H,n} + G_n M_{H,n} H_n^{(2)}(\alpha)}; \\ D_n^\perp &= -\frac{\beta_{J,n} P_{H,n} + G_n M_{J,n} H_n^{(2)}(\alpha)}{\beta_{H,n} P_{H,n} + G_n M_{H,n} H_n^{(2)}(\alpha)}. \end{aligned} \quad (13)$$

В соотношениях (10) и (13):

$$\begin{aligned} \alpha &= k_1 R_2; \quad M_{H,n} = \frac{\chi \eta_1 k_0 (R_2 - R_1) H_n^{(2)}(\alpha)}{2}; \\ M_{J,n} &= \frac{\chi \eta_1 k_0 (R_2 - R_1) J_n'(\alpha)}{2}; \\ P_{J,n} &= J_n(\alpha) - \frac{k_0 \mu (R_2^2 - R_1^2)}{2R_1 \eta_1} J_n'(\alpha); \\ P_{H,n} &= H_n^{(2)}(\alpha) - \frac{k_0 \mu (R_2^2 - R_1^2)}{2R_1 \eta_1} H_n^{(2)'}(\alpha); \\ G_n &= \chi n^2 \frac{R_2 - R_1}{k_0 R_2^2 n_c^2}; \\ \beta_{H,n} &= \eta_1 H_n^{(2)}(\alpha) - \frac{k_0 \mu (R_2^2 - R_1^2)}{2R_2} \times \\ &\times \left[1 + \frac{2n^2}{k_0^2 R_2 (R_2 + R_1) n_c^2} \right] H_n^{(2)}(\alpha); \\ \beta_{J,n} &= \eta_1 J_n'(\alpha) - \frac{k_0 \mu (R_2^2 - R_1^2)}{2R_2} \times \\ &\times \left[1 + \frac{2n^2}{k_0^2 R_2 (R_2 + R_1) n_c^2} \right] J_n(\alpha). \end{aligned}$$

На рис. 3а,б и 4а,б представлены рассчитанные строгим и приближенным методами распределения модулей основной и кросс-поляризованной компонент поля при дифракции ПЭМВ с соответственно параллельной и перпендикулярной поляризациями на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке. При расчете использовались сле-

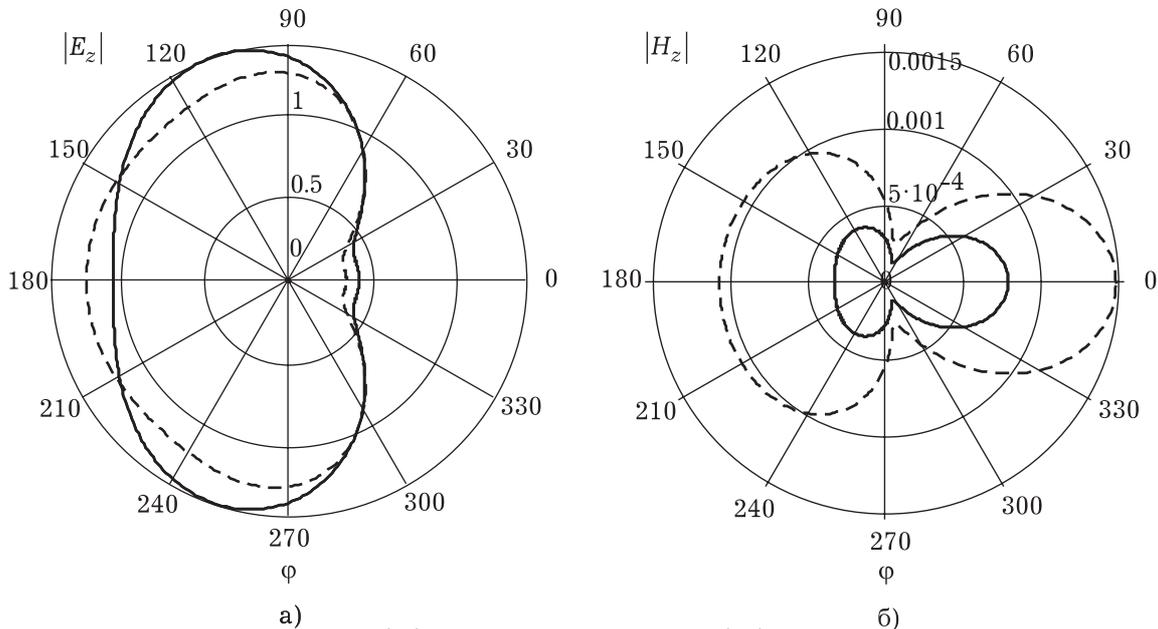


Рис. 3. Распределения модулей основной $|E_z|$ (а) и кросс-поляризованной $|H_z|$ (б) составляющих при дифракции ПЭМВ параллельной поляризации на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке. Штриховые линии – строгий расчет; сплошные – расчет с использованием ОПГУ

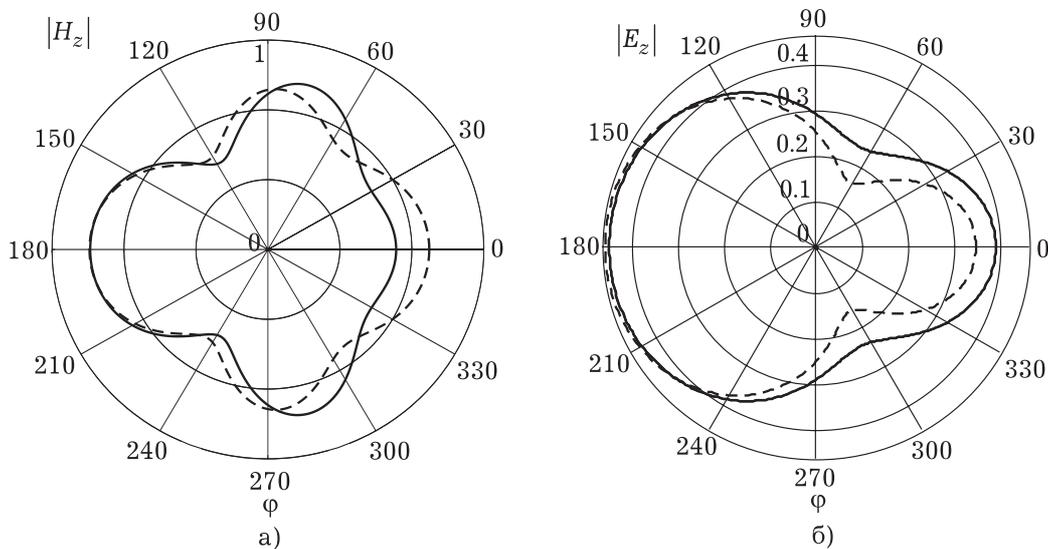


Рис. 4. Распределения модулей основной $|H_z|$ (а) и кросс-поляризованной $|E_z|$ (б) составляющих при дифракции ПЭМВ перпендикулярной поляризации на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке. Штриховые линии – строгий расчет; сплошные – расчет с использованием ОПГУ

дующие параметры: $\epsilon_1 = \mu_1 = 1$; $\epsilon = 3,5 - 0,2i$; $\mu = 2,2 - 0,1i$; $\chi = 0,3$; $k_0 R_2 = 0,9$; $k_0 R_1 = 0,8$. Сплошные линии соответствует расчету по формулам (9) и (12), штриховые линии — строгому электродинамическому расчету [8]. Как видно из представленных графиков, при небольшой нормированной толщине кирального цилиндрического слоя $k_0(R_2 - R_1)$ наблюдается приемлемое соответствие результатов расчетов строгим и

приближенным методами. Обращает на себя внимание факт, что кросс-поляризованная компонента наиболее сильно возбуждается при падении волны с перпендикулярной поляризацией.

Как видно из рис. 3б, распределения модулей составляющей $|H_z|$ (кросс-поляризованная компонента), рассчитанные строгим методом и с использованием ОПГУ, совпадают по форме, но достаточно сильно различаются по значениям. Это

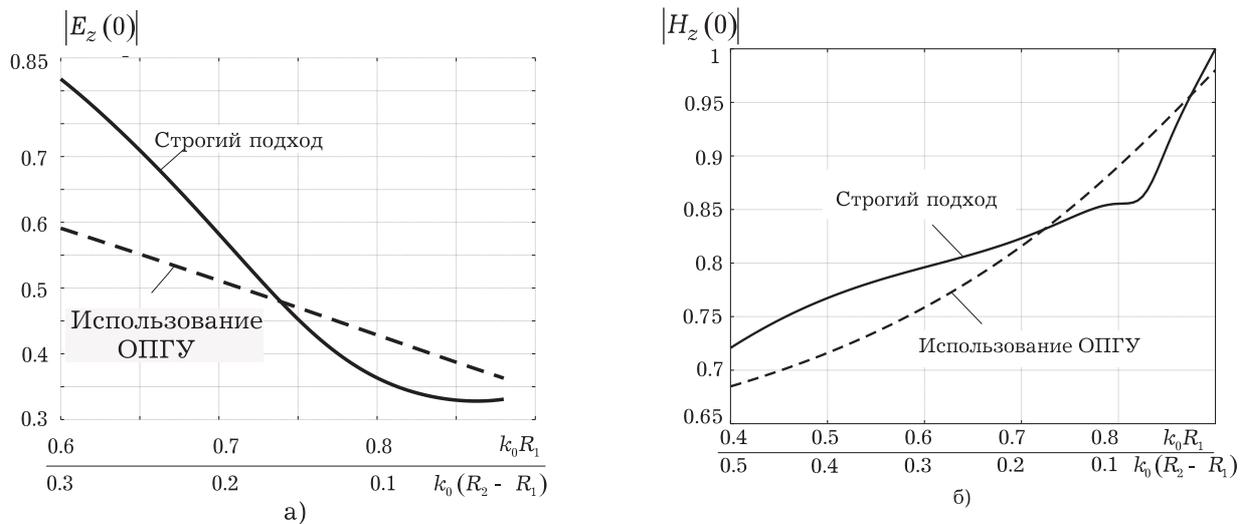


Рис. 5. Зависимости полей основных компонент $|E_z|$ и $|H_z|$ при $(\varphi = 0)$ от нормированного параметра $k_0 R_1$ при дифракции ПЭМВ на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке: а) ПЭМВ с параллельной поляризацией; б) ПЭМВ с перпендикулярной поляризацией. Штриховые линии – строгий расчет; сплошные – расчет с использованием ОПГУ

связано с тем, что при выводе ОПГУ отбрасывались слагаемые, пропорциональные kh^α ($\alpha \geq 2$), которые оказывают наиболее сильное влияние именно на кросс-поляризованное поле.

На рис. 5а,б приведены графики зависимостей модулей полей основных компонент $|E_z|$ и $|H_z|$ при $\varphi = 0$ от нормированной толщины цилиндрического слоя $k_0(R_2 - R_1)$ при дифракции ПЭМВ с параллельной и перпендикулярной поляризациями соответственно. Как видно из графиков, использование ОПГУ приемлемо для достаточно тонких киральных слоев: при $k_0(R_2 - R_1) \ll 0.25$ для случая падения ПЭМВ с параллельной поляризацией и при $k_0(R_2 - R_1) < 0.5$ для случая падения ПЭМВ с перпендикулярной поляризацией.

При увеличении толщины цилиндрического кирального слоя расчет по формулам (9) и (12) приводит к заниженным значениям основной и кросс-поляризованной компонент по сравнению со строгим электродинамическим расчетом.

Использованный численно-аналитический метод расчета полей рассеяния ПЭМВ на основе использования ОПГУ может быть с успехом применен для анализа дифракционных полей многослойных цилиндрических киральных структур.

3. Заключение

Полученные в статье ОПГУ (7) для круглого идеально проводящего стержня в тонкой цилиндрической киральной оболочке позволяют учитывать преобразование поляризации электромагнитной волны, происходящее при ее отражении от киральной среды, в отличие от известных [4]. Простота использования полученных условий проиллюстрирована на примере решения задачи дифракции ПЭМВ на круглом идеально проводящем стержне в тонкой цилиндрической киральной оболочке. На основании сравнения полученных результатов со строгим электродинамическим расчетом сделан вывод о границах применимости полученных односторонних приближенных граничных условий. Основное достоинство ОПГУ (7) состоит в том, что при их использовании нет необходимости записывать громоздкие выражения для составляющих электромагнитного поля в цилиндрическом киральном слое.

Литература

1. Lindell I.V., Sihvola A.H., Tretyakov S.A., Viitanen A.J. Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media. London: Artech House, 1994. — 291 p.
2. Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатов А.Д. Киральные электродинамические объекты // Успехи физических наук. — 1997. — Т. 167. — № 11. — С. 1201-1212.
3. Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V. Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media. Lecture notes in physics. Berlin: Heidelberg and Boston: Springer-Verlag, 1989. — 121 p.
4. Vashtalov S.G., Fisanov V.V. Plane wave diffraction by a wedge coated with thin bi-isotropic layers// In Advances in Complex Electromagnetic Materials (ed. by A. Priou, A. Sihvola, S. Tretyakov, A. Vinogradov), Dordrecht-Boston-London: Kluwer Academic Publishers. — 1997. — V.28. — P.201-206.
5. Курушин Е.П., Нефедов Е.И. Электродинамика анизотропных волноведущих структур — М.: Наука, 1983. — 223с.
6. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Полосково-щелевые структуры сверх- и крайневысоких частот. — М.: Наука, 1996. — 304с.
7. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. — М.: Наука, 1979. — 832с.
8. Неганов В.А., Осипов О.В. Рассеяние плоских электромагнитных волн на кирально-металлическом цилиндре // Письма в ЖТФ. — 2000. — Т.26. — Вып.1. — С.77-83.

Approximate Boundary Conditions for Circular Ideally Conducting Rod in Thin Cylindrical Chiral Cover

V.A. Neganov, T.A. Panforyova, O.V. Osipov

The approximate one-sided boundary conditions of impedance type for circular ideally conducting rod in thin cylindrical chiral cover are acquired. The diffraction of plane electromagnetic wave from metal rod in chiral cover is approximately described by using obtained boundary conditions. The applicability bound of conditions is determined.



Неганов Вячеслав Александрович, 1952 года рождения. В 1977 году окончил Куйбышевский государственный университет, в 1983 году — аспирантуру при ИРЭ РАН. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой основ конструирования и технологии радиотехнических систем Поволжской государственной академии телекоммуникаций и информатики. Награжден значком «Почетный радист», лауреат губернской премии в области

науки и техники в 2002 году. В.А. Неганов является специалистом в области радиофизики. Основные научные направления деятельности: электродинамика и техника СВЧ- и КВЧ-диапазонов, взаимодействие КВЧ-излучения с биологическими объектами и разработка соответствующей медицинской аппаратуры, биофизика.



Осипов Олег Владимирович, 1975 года рождения. Кандидат физико-математических наук. В 1997 году окончил Самарский государственный университет, в 2000 году — аспирантуру при Поволжской государственной академии телекоммуникаций информатики. В 2000 году защитил кандидатскую диссертацию по специальности 01.04.03 — Радиофизика. Область научных интересов: электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптического диапазонов, электродинамика искусственных киральных сред. Является соавтором 80 публикаций, в том числе монографии «Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами», одного патента и 22 статей.

В списке научных работ В.А. Неганова более 500 наименований, в том числе 13 монографий (издательства «Наука», «Педагогика-ПРЕСС», «Радио и связь»), 25 авторских свидетельств и патентов. Его работы опубликованы в центральных изданиях («ДАН», «Радиотехника и электроника», «Известия вузов. Радиофизика» и др.). В.А. Неганов является членом редколлегии журналов «Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ» (г. Москва), «Вестник новых медицинских технологий» (г. Тула). За разработку ферритовых развязывающих приборов КВЧ-диапазона награжден двумя серебряными медалями ВДНХ. В.А. Неганов — председатель докторского совета Д219.003.01 в ПГАТИ, член докторского совета Д212.215.01 в Самарском государственном аэрокосмическом университете. Им подготовлены 1 доктор и 15 кандидатов наук. В настоящее время под его началом шесть аспирантов и один докторант.



Панферова Татьяна Александровна, 1981 года рождения. В 2003 году окончила Поволжскую государственную академию телекоммуникаций и информатики (ПГАТИ, г. Самара). В настоящий момент является аспирантом на кафедре ОКиТ РТС в ПГАТИ. Область научных интересов: электродинамика и распространение радиоволн в киральных структурах и жидких кристаллах.