

10. Borisov A.S., Golenko D.I., Dimov E.M. e.a. Imitatsionnoe modelirovanie proizvodstvennykh sistem diskretno-nepreryivnogo tipa [Simulation modeling of production systems of discrete continuous type]. *Problemy sluchaynogo poiska*, 1976, no. 5, pp. 197-229.
11. Dimov E.M. Imitatsionnoe modelirovanie proizvodstvennoy sistemy diskretno-nepreryivnogo tipa [Simulation modeling of a production system of a discrete continuous type]. *Matematicheskaya i tehnikeskaya kibernetika*, 1977, pp. 114-125.
12. Vittih V.A. *Organizatsiya slozhnykh sistem* [Organization of complex systems]. Samara, SNT RAN Publ., 2010. 64 p.
13. John von Neumann, O. Morgenstern. *Theory of games and economic behavior*. Princeton Univ. Press, 1953. (Russ. ed.: Nejman Dzh. fon, Morgenshtern O. Teoriya igr i jekonomicheskoe povedenie, Moscow, Nauka Publ., 1970. 708 p.).
14. Germeyer Yu.B. *Igry s neprotivopolozhnyimi interesami* [Games with non-conflicting interests]. Moscow, Nauka Publ., 1976. 327 p.
15. Rastrigin L.A. *Adaptatsiya slozhnykh sistem* [Adaptation of complex systems]. Riga, Zinatne, 1981. 375 p.
16. Algazinov E.K., Sirota A.A. *Analiz i kompyuternoe modelirovanie informatsionnykh protsessov i sistem* [Analysis and computer modeling of information processes and systems]. Moscow, Dialog-MIFI Publ., 2009. 416 p.
17. *Osnovyi teorii upravleniya v sistemah spetsialnogo naznacheniya* [Fundamentals of control theory in special-purpose systems]. Moscow, UDP RF Publ., 2008. 400 p.
18. Maslov O.N. *Bezopasnost korporatsii: modelirovanie i prognozirovaniye vnutrennykh ugroz metodom riska* [Corporate security: modeling and forecasting of internal threats by the method of risk]. Samara, PGUTI-AEROPRINT, 2013. 170 p.
19. Paul J.H. Schoemaker. The Expected Utility Model: Its Variants, Purposes, Evidence and Limitations. *Journal of Economic Literature*, 1982, vol. XX, no. 2, pp. 529–563.
20. Maslov O.N., Frolova M.A. Funktsional ozhidaemoy poleznosti: printsipy modelirovaniya i prakticheskogo primeneniya [Functional of expected utility: principles of modeling and application]. *Infokommunikatsionnye tehnologii*, 2015, vol. 13, no. 3, pp. 291-297. doi: 10.18469/ikt.2015.13.3.09.
21. Maslov O.N., Frolova M.A. Funktsional ozhidaemoy poleznosti v zadachah upravleniya slozhnyimi sistemami organizatsionno-tehnicheskogo tipa [Functional of expected utility: principles of modeling and application]. *Infokommunikatsionnye tehnologii*, 2016, vol. 14, no. 2, pp. 168-178. doi: 10.18469/ikt.2016.14.2.09.
22. Maslov O.N., Frolova M.A. Analiz proekta sistemy tehnikeskoy zaschity informatsii s primeneniem funktsionala ozhidaemoy poleznosti [Analysis of the project of the system of technical protection of information using the expected utility functionality]. *Zaschita informatsii. Insayd*, 2017, no. 2, pp. 68-72.

Received 25.05.2017

УДК 537.87

МАТРИЧНЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛАНАРНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ КИРАЛЬНОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ

Клюев Д.С., Осипов О.В., Почепцов А.О., Резепова Е.С.

*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, РФ
E-mail: pao@psuti.ru*

Рассматривается использование матричных методов для расчета характеристик отражающих метаматериалов, состоящих из нескольких планарных слоев на основе сред с пространственной дисперсией и киральностью на СВЧ. Получен явный вид матрицы поверхностного импеданса и матрицы передачи обобщенного слоя метаматериала. В качестве примера рассмотрены задачи отражения плоской электромагнитной волны линейной поляризации от двухслойного кирально-диэлектрического метаматериала на основе тонкопроволочных спиралей, расположенного в воздухе и дважды кирального метаматериала на идеально проводящей подложке. Рассчитаны частотные зависимости модулей коэффициентов отражения и прохождения основной и кросс-поляризованной компонент поля при различных спиральных включениях и геометрических размерах контейнера кирального метаматериала.

Показано, что на некоторых частотах метаструктура позволяет выполнять преобразование нормально падающего излучения в рассеяние в плоскости структуры. Теоретически обоснована возможность использования дважды киральной метаструктуры в качестве защитного покрытия металлического объекта.

Ключевые слова: киральная среда, метаматериал, двухслойный метаматериал, матричный метод, защитный экран СВЧ, метаструктура, пространственная дисперсия

Введение

Метаматериалы – это композиционные материалы, свойства которых в целом определяются не столько свойствами составляющих элементов, сколько искусственно созданной периодической структурой. Метаматериалы принято подразделять на сверхвысокочастотные (СВЧ) и оптические [1-2]. Любой метаматериал представляют собой совокупность двух веществ различного происхождения – контейнера и резонансных элементов, которые в нем размещаются.

В настоящее время активно проводятся теоретические и экспериментальные исследования метаматериалов, обладающих свойством киральности, которые, в частности, проявляют различные электромагнитные свойства при падении волн с различными поляризациями, то есть являются частотно- и поляризационно-селективными. Киральный метаматериал включает в свою структуру тонкопроволочные элементы, обладающие зеркально асимметричной формой [3-4].

В [5-6] изучены свойства однослойного кирального метаматериала на основе тонкопроволочных спиралей, для которого доказана возможность преобразования радиально падающего электромагнитного излучения СВЧ в азимутальное рассеяние вдоль поверхности метаматериала. Метод частичных областей, применяемый в [6], приводит к достаточно трудоемкому процессу построения решений для многослойных киральных метаматериалов. В данной работе рассмотрена возможность применения матричного метода, активно применяемого в оптике [7] для расчета характеристик оптических стоп, для анализа многослойных киральных метаматериалов СВЧ. Удобством использования данного метода является его универсальность: достаточно найти вид матрицы передачи обобщенного кирального слоя, и тогда выходная матрица получается путем перемножения матриц отдельных слоев. В работе для обобщенного кирального слоя получен тензор поверхностного импеданса.

Также при использовании матричного метода возможен учет пространственной ди-

сперсии кирального метаматериала на основе известных соотношений для эффективной диэлектрической проницаемости и относительного параметра киральности [8].

Тензор поверхностного импеданса обобщенного кирального слоя

Киральный метаматериал описывается в общем случае материальными уравнениями, одновременно связывающими между собой индукции и напряженности электрического и магнитного полей [3-4]:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon(\omega)\vec{E} \mp i\chi(\omega)\vec{H}; \\ \vec{B} &= \mu\vec{H} \pm i\chi(\omega)\vec{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varepsilon(\omega)$; $\mu(\omega)$ – частотно-зависимые относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости; $\chi(\omega)$ – относительный параметр киральности; верхние и нижние знаки соответствует зеркально асимметричным элементам правой и левой форм, соответственно. Материальные уравнения (1) записаны в гауссовой системе единиц.

Частотные зависимости материальных параметров кирального метаматериала определяются формулами [8]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c + \frac{\beta_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \chi(\omega) = \frac{A\beta_0^2\omega}{c(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (2)$$

где ε_c – относительная диэлектрическая проницаемость контейнера; ω_0 – резонансная частота; A – параметр, определяющий линейный размер спиральных включений и β_0^2 – параметр, связанный с концентрацией элементов; c – скорость света. При решении задачи считается, что магнитная проницаемость контейнера является частотно независимой: $\mu(\omega) = \mu_c$. Кроме того, можно учесть комплексность диэлектрической проницаемости дисперсного метаматериала, то есть $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)$, где действительная и мнимая части относительной диэлектрической проницаемости при учете дисперсии среды связаны соотношениями Крамерса-Кронига [9]:

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{v.p.} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon'(x) - 1}{x - \omega} dx, \quad (3)$$

где под *v.p.* понимается интеграл в смысле главного значения.

Рассмотрим границу раздела между диэлектрической областью 1 и полубесконечной киральной средой, показанную на рис. 1. Пусть плоская волна линейной *E*-поляризации падает под углом θ на полубесконечный киральный метаматериал, который является бесконечно протяженной вдоль координаты *y*. На рис. 1 показана ориентация векторов поля падающей волны перпендикулярной поляризации и векторов основного и кросс-поляризованного полей отраженной волны.

Запишем уравнения Максвелла для электромагнитного поля в киральной среде [3]:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -ik_0 \mu \vec{H} + k_0 \chi(\omega) \vec{E}; \\ \text{rot } \vec{H} &= ik_0 \varepsilon(\omega) \vec{E} + k_0 \chi(\omega) \vec{H}. \end{aligned} \quad (4)$$

Будем считать, в силу геометрии задачи, что векторы поля не зависят от координаты *y*, и для общности будем полагать, что вдоль других координат поле изменяется по гармоническим законам:

$$\vec{E}(x), \vec{H}(x) \sim e^{ik_x x}; \quad \vec{E}(z), \vec{H}(z) \sim e^{ik_z z}, \quad (5)$$

где k_x и k_z – проекции волнового вектора на данные оси.

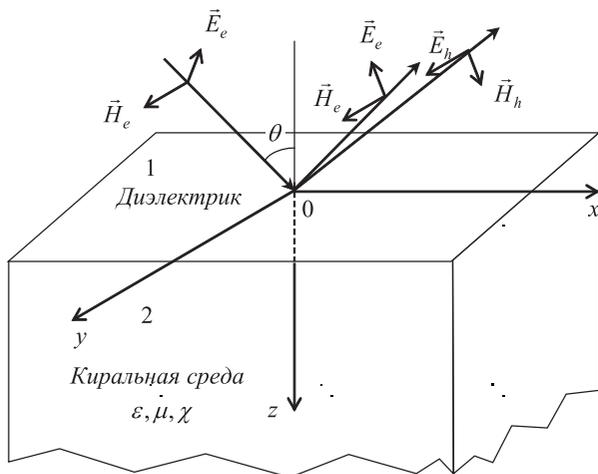


Рис. 1. Граница раздела «диэлектрик–киральная среда»

Тогда из уравнений (4) с учетом (5) получаем соотношения, связывающие тангенциальные составляющие векторов поля внутри киральной среды:

$$\begin{aligned} E_x &= i \frac{\chi(\omega)}{\varepsilon(\omega)} H_x - \frac{k_z}{k_0 \varepsilon(\omega)} H_y; \\ E_y &= \frac{k_0}{k_z \varepsilon(\omega)} (\omega) \{ \varepsilon(\omega) \mu - \chi^2(\omega) \} H_x - \\ &- i \frac{\chi(\omega)}{\varepsilon(\omega)} H_y. \end{aligned} \quad (6)$$

Соотношения (6) можно записать в терминах компонент тензора поверхностного импеданса:

$$\begin{aligned} E_x &= -Z_{11}(\omega) H_x + Z_{12}(\omega) H_y; \\ E_y &= -Z_{21}(\omega) H_x + Z_{22}(\omega) H_y, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} Z_{11}(\omega) &= -i \frac{\chi(\omega)}{\varepsilon(\omega)}; \quad Z_{12}(\omega) = -\frac{k_z}{k_0 \varepsilon(\omega)}; \\ Z_{21}(\omega) &= -\frac{k_0}{k_z \varepsilon(\omega)} \{ \varepsilon(\omega) \mu - \chi^2(\omega) \}; \\ Z_{22}(\omega) &= -i \frac{\chi(\omega)}{\varepsilon(\omega)} - \text{элементы тензора} \end{aligned} \quad (8)$$

поверхностного импеданса \vec{Z} кирального метаматериала, который является двумерным тензором второго ранга и имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{Z} &= \begin{pmatrix} Z_{11}(\omega) & Z_{12}(\omega) \\ Z_{21}(\omega) & Z_{22}(\omega) \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} -i \frac{\chi(\omega)}{\varepsilon(\omega)} & -\frac{k_z}{k_0 \varepsilon(\omega)} \\ -\frac{k_0 n_c^2(\omega)}{k_z \varepsilon(\omega)} & -i \frac{\chi(\omega)}{\varepsilon(\omega)} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $n_c^2(\omega) = \varepsilon(\omega) \mu - \chi^2(\omega)$. На границе раздела «диэлектрик – киральная среда» при $z = 0$ выполняются граничные условия:

$$\begin{aligned} E_{x,y}(z=0) &= E_{x,y}^{(1)}(z=0); \\ H_{x,y}(z=0) &= H_{x,y}^{(1)}(z=0). \end{aligned} \quad (10)$$

Индексы «1» относятся к полям во внешней области 1. С использованием (10) формулы (7) записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} E_x^{(1)} &= -Z_{11}(\omega) H_x^{(1)} + Z_{12}(\omega) H_y^{(1)}; \\ E_y^{(1)} &= -Z_{21}(\omega) H_x^{(1)} + Z_{22}(\omega) H_y^{(1)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Соотношения (11), по своей сути, являются обобщением приближенных граничных условий Леонтовича-Щукина [10] и переходят в них при $Z_{11} = Z_{22} = 0$, то есть при $\chi = 0$. В случае нормального падения волны на границу раздела при $\theta = 0$ соотношения (11) являются точными.

Примером использования (11) является вывод формул Френеля для киральной среды. Например, для случая падения плоской электромагнитной волны H -поляризации запишем выражения во внешней области 1 в виде суммы основных и кросс-поляризованных компонент поля:

$$\begin{aligned} H_x^{(1)} &= r_{he} e^{ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta)}, \\ H_y^{(1)} &= e^{ik_0(z \cos \theta + x \sin \theta)} + r_{hh} e^{ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta)}, \\ E_x^{(1)} &= \cos \theta e^{ik_0(z \cos \theta + x \sin \theta)} - \\ &- r_{hh} \cos \theta e^{ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta)}, \\ E_y^{(1)} &= -r_{he} \cos \theta e^{ik_0(-z \cos \theta + x \sin \theta)}, \end{aligned} \quad (12)$$

где r_{hh} – коэффициент отражения основной компоненты при падении H -поляризованной волны; r_{he} – коэффициент отражения кросс-поляризованной E -компоненты при падении H -поляризованной волны.

Подставляя (12) в импедансные граничные условия (11), получаем обобщенные формулы Френеля для границы раздела «диэлектрическая среда–киральная среда» при падении волны H -поляризации:

$$\begin{aligned} r_{hh} &= \frac{(\cos \theta - Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) + Z_{11} Z_{22} \cos \theta}{(\cos \theta + Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) - Z_{11} Z_{22} \cos \theta}, \\ r_{he} &= \frac{2Z_{22} \cos \theta}{(\cos \theta + Z_{12})(1 + Z_{21} \cos \theta) - Z_{11} Z_{22} \cos \theta}. \end{aligned} \quad (13)$$

Как видно из (13), кросс-поляризованное поле не возникает в случае, когда $Z_{22} = 0$, то есть при $\chi = 0$. При выводе формул (13) предполагалось для простоты отсутствие дисперсии киральной среды. Соотношения (13) совпадают с известными формулами Френеля для киральной среды [3].

Матрица передачи обобщенного кирального слоя

Рассмотрим теперь не бесконечную киральную среду, а слой кирального метаматериала толщиной h , который разделяет произвольные области 1 и 2. Для получения матрицы передачи тонкого кирального слоя удобно воспользоваться

двухсторонними приближенными граничными условиями, рассмотренными в [11-12]:

$$\begin{aligned} E_y^{(2)} - E_y^{(1)} &= \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \mu (H_x^{(1)} + H_x^{(2)}) + \right. \\ &\left. + i\chi (E_x^{(1)} + E_x^{(2)}) \right\}, \\ E_x^{(2)} - E_x^{(1)} &= \frac{h}{2k_0 n_c^2} \left\{ i\mu k_x^2 [H_y^{(1)} + H_y^{(2)}] + \right. \\ &\left. + \chi k_x^2 [E_y^{(1)} + E_y^{(2)}] \right\} + \\ &+ i\frac{k_0 h}{2} \left\{ \mu (H_y^{(1)} + H_y^{(2)}) + i\chi (E_y^{(1)} + E_y^{(2)}) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} H_y^{(2)} - H_y^{(1)} &= -ik_0 \frac{h}{2} \left\{ \varepsilon (E_x^{(1)} + E_x^{(2)}) - \right. \\ &\left. - i\chi (H_x^{(1)} + H_x^{(2)}) \right\}, \\ H_x^{(2)} - H_x^{(1)} &= \frac{h}{2k_0 n_c^2} \left\{ -i\epsilon k_x^2 [E_y^{(1)} + E_y^{(2)}] + \right. \\ &\left. + \chi k_x^2 [H_y^{(1)} + H_y^{(2)}] \right\} - \\ &- i\frac{k_0 h}{2} \left\{ \varepsilon (E_y^{(1)} + E_y^{(2)}) - i\chi (H_y^{(1)} + H_y^{(2)}) \right\}. \end{aligned}$$

В (14) индексы «1» и «2» относятся к компонентам поля во внешних областях 1 и 2, соответственно. Зависимость материальных параметров кирального слоя от частоты опущена для сокращения записи. Соотношения (14) после ряда преобразований можно привести к следующему виду:

$$\begin{aligned} E_x^{(2)} &= Z_{11} E_x^{(1)} + Z_{12} E_y^{(1)} + Z_{13} H_x^{(1)} + Z_{14} H_y^{(1)}; \\ E_y^{(2)} &= Z_{21} E_x^{(1)} + Z_{22} E_y^{(1)} + Z_{23} H_x^{(1)} + Z_{24} H_y^{(1)}; \\ H_x^{(2)} &= Z_{31} E_x^{(1)} + Z_{32} E_y^{(1)} + Z_{33} H_x^{(1)} + Z_{34} H_y^{(1)}; \\ H_y^{(2)} &= Z_{41} E_x^{(1)} + Z_{42} E_y^{(1)} + Z_{43} H_x^{(1)} + Z_{44} H_y^{(1)}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} Z_{11} &= 1; Z_{12} = -k_0 h \chi (1 - \beta^2); Z_{13} = 0; \\ Z_{14} &= i\mu k_0 h (1 + \beta^2); Z_{21} = -k_0 h \chi; \\ Z_{22} &= 1; Z_{23} = i\mu k_0 h; Z_{24} = 0; Z_{31} = 0; \\ Z_{32} &= -i\epsilon k_0 h (1 + \beta^2); Z_{33} = 1; \\ Z_{34} &= -k_0 h \chi (1 - \beta^2); Z_{41} = -i\epsilon k_0 h; \\ Z_{42} &= 0; Z_{43} = -k_0 h \chi; Z_{44} = 1; \\ p &= k_0 h / 2; \beta^2 = k_x^2 / (k_0^2 n_c^2). \end{aligned} \quad (16)$$

Используя выражения для элементов тензора \vec{Z} (16), получаем соотношение для матрицы передачи тонкого кирального слоя, бесконечно протяженного вдоль оси Oy :

$$\tilde{Z}(\omega) = \begin{bmatrix} 1 & -k_0 h \chi (1 - \beta^2) & 0 & i \mu k_0 h (1 + \beta^2) \\ -k_0 h \chi & 1 & i \mu k_0 h & 0 \\ 0 & -i \varepsilon k_0 h (1 + \beta^2) & 1 & -k_0 h \chi (1 - \beta^2) \\ -i \varepsilon k_0 h & 0 & -k_0 h \chi & 1 \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Как видно из тензора (17), за кросс-поляризацию поля отвечают недиагональные элементы матрицы передачи. Если структура состоит из нескольких слоев метаматериала, каждый из которых описывается матрицей передачи $\tilde{Z}_i(\omega)$, то матрица передачи всей метаструктуры в целом представляется в виде произведения матриц отдельных слоев:

$$\tilde{Z}(\omega) = \prod_{i=1}^N \tilde{Z}_i(\omega), \quad (18)$$

где N – число слоев метаматериала.

Применение метода матриц передачи для расчета характеристик планарных двухслойных киральных метаструктур

Рассмотрим задачу об определении коэффициентов отражения и прохождения при падении плоской электромагнитной волны на метаматериал, состоящий из двух планарно расположенных кирального и диэлектрического слоёв, который является бесконечно протяженным вдоль оси Oz . Геометрия задачи приведена на рис. 2. Пусть на метаматериал из диэлектрической области 1 (ε_1 и μ_1 – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости) под углом θ падает плоская электромагнитная волна линейной поляризации (в статье рассмотрен случай падения волны с перпендикулярной поляризацией).

Область 2 на рис. 2 представляет собой слой кирального метаматериала толщиной h_1 (ε_2 и μ_2 – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости; χ_2 – параметр киральности). Киральный метаматериал состоит из многовитковых тонкопроволочных спиралей, намотанных на диэлектрические цилиндрические оправки, которые равномерно размещены в планарном контейнере. Дисперсионная модель такого кирального метаматериала описана в [4]. Область 3 представляет собой диэлектрический слой толщиной h_2 с параметрами ε_3 и μ_3 . Область 4 – диэлектрик с параметрами ε_4 и μ_4 .

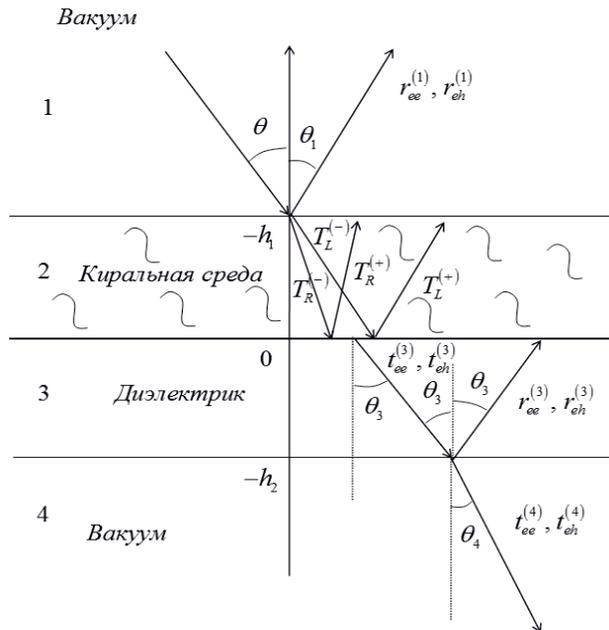


Рис. 2. Геометрия задачи

Матрица передачи кирального слоя 2 определяется соотношением (17), в то время как матрица передачи диэлектрического слоя 3 получается из (17) при $\chi = 0$. Матрица передачи всей метаструктуры получается путем перемножения матриц двух слоев.

На последнем этапе решение задачи сводится к системе из двенадцати линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов отражения и прохождения волн во внешних областях и внутренних слоях. Все коэффициенты обозначены на рис. 2. Индекс «e» относится к полю основной компоненты, индекс «h» – к полю кросс-поляризованной компоненты.

Анализ численных результатов

Кирально-диэлектрическая метаструктура в вакууме. При анализе численных характеристик основной интерес представлял расчет частотных зависимостей отраженной ($\alpha_{op} = 10 \lg |r_{ee}^{(1)}|^2$ и $10 \lg |r_{eh}^{(1)}|^2$) и прошедшей ($\alpha_{np} = 10 \lg |t_{ee}^{(4)}|^2$ и $10 \lg |t_{eh}^{(4)}|^2$) мощностей (в дБ). Диэлектрический слой обладает материальными параметрами $\varepsilon = 1,8$; $\mu = 1$ (пенополистирол С-50) и толщиной 3 мм.

Киральный слой выполнен на основе контейнера из пенополистирола С-50 толщиной 5 мм: $\varepsilon = 1,8 - i 0,1$, $\mu = 1$. Киральные спиральные элементы состоят из двух витков радиусом 10 мм и расположены на расстоянии 50 мм друг от друга. Внешние области считались вакуумными. Дисперсия материальных параметров описывалась

формулами (2) с использованием модели кирального слоя на основе тонкопроволочных спиралей, подробно рассмотренной в [12].

На рис. 3 представлены частотные зависимости отраженной и прошедшей мощностей основной компоненты поля в диапазоне от 1 до 6 ГГц. Сплошными кривыми на рис. 3 показаны зави-

симости прошедшей мощности основной компоненты ($\alpha_{np} = 10 \lg |r_{ee}^{(4)}|^2$); штриховыми линиями — отраженной мощности основной компоненты ($\alpha_{обр} = 10 \lg |r_{ee}^{(1)}|^2$). Падение волны на метаструктуру считалось нормальным для того, чтобы степень кросс-поляризации поля была незначительной.

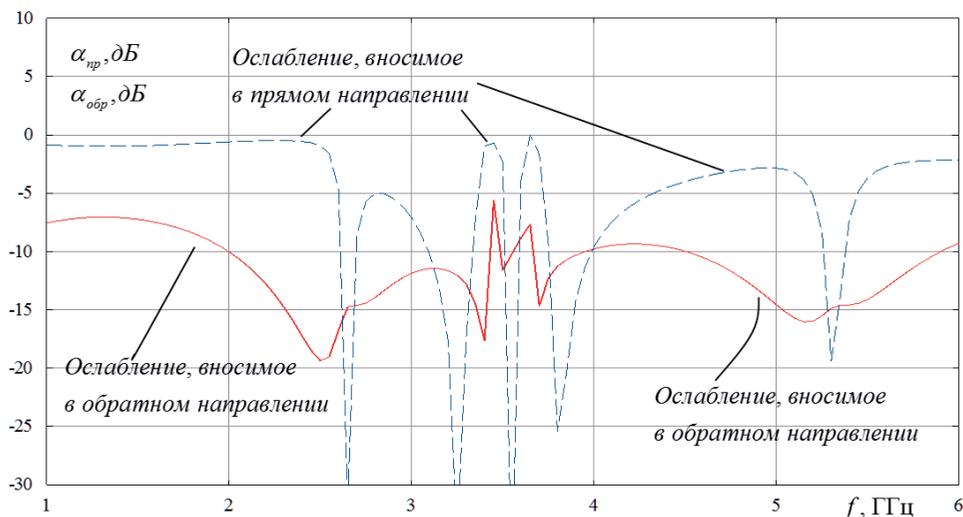


Рис. 3. Уровни ослабления основного поля в дБ в прямом и обратном направлениях (за и перед метаструктурой)

Как видно из рис. 3, на зависимостях наблюдаются узкие резонансные максимумы ослабления энергии в прямом направлении, на которых возможно эффективное преобразование нормально падающего СВЧ-излучения в азимутальное рассеяние. Из рис. 3 следует, что на частотах 2,7; 3,25; 3,6 и 3,8 ГГц возможна ситуация, когда уровни ослабления в прямом направлении составляют по -30 дБ. Кроме того, на этих частотах уровни ослабления в обратном направлении составляют $-10 \dots -17$ дБ.

На рис. 4 приведены характеристики, аналогичные тем, что на рис. 3, но для случая контейнера слоя 2 толщиной 10 мм. Как видно из рис. 4, при увеличении толщины контейнера кирального слоя в два раза на зависимостях также наблюдаются узкие резонансные максимумы ослабления энергии в прямом направлении, на которых возможно преобразование нормально падающего СВЧ-излучения в азимутальное рассеяние, однако их количество уменьшается, и они смещаются в область более высоких частот. Из рис. 4 видно, что на частотах 3,9 и 5,8 ГГц возможна ситуация, когда уровни ослабления в прямом направлении достигают -30 дБ. Кроме того, на этих частотах

уровни ослабления в обратном направлении составляют $-10 \dots -15$ дБ.

Дважды киральная метаструктура на идеально проводящей подложке. В данном случае поле не проходит в область 4 и интерес представляло исследование характеристик отражения плоской электромагнитной волны от метаструктуры. При анализе численных характеристик основной интерес представлял расчет частотных и угловых зависимостей модуля коэффициента отражения основной $|r_{ee}^{(1)}|$ и кросс-поляризованной $|r_{eh}^{(1)}|$ компонент поля.

Интерес вызвал случай, когда планарные слои 2 и 3 являются киральными («дважды киральная» метаструктура), обладают различной толщиной (100 мм и 30 мм), одинаковой относительной диэлектрической проницаемостью 3,5 и достаточно большим значением относительной магнитной проницаемости 13,0. Киральные спиральные элементы состоят из двух витков радиусом 10 мм и расположены на расстоянии 50 мм друг от друга.

На рис. 5 представлены частотные и угловые зависимости модуля коэффициента отражения основной компоненты поля в диапазоне от 1 до 4 ГГц. Сплошными кривыми на рис. 5 показаны

зависимости модуля коэффициента отражения основной компоненты $|r_{ee}^{(1)}|$: от угла падения (см. рис. во вставке) и от частоты (основной рис. 5).

Падение волны на метаструктуру считалось нормальным для того, чтобы степень кросс-поляризации поля была незначительной.

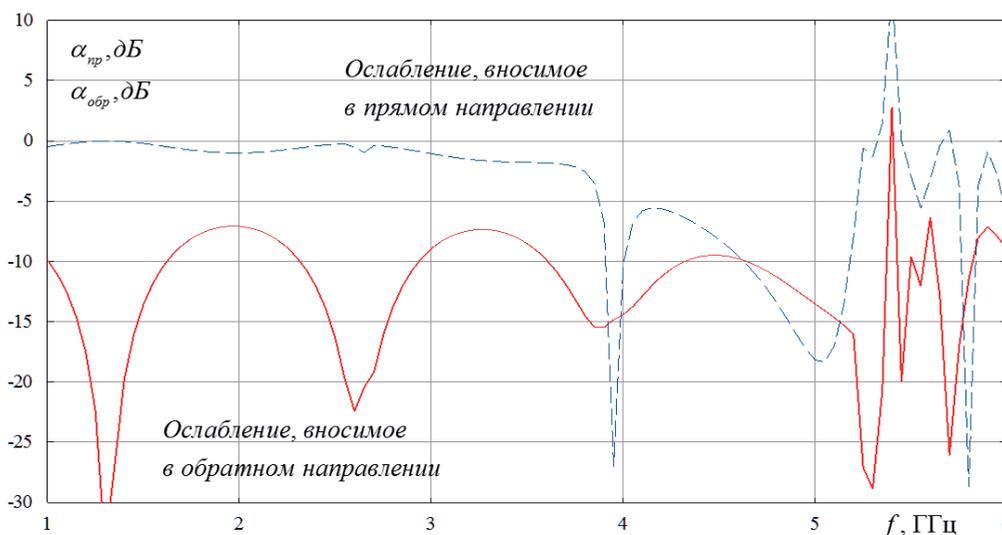


Рис. 4. Уровни ослабления в дБ в прямом и обратном направлениях (за и перед метаструктурой)

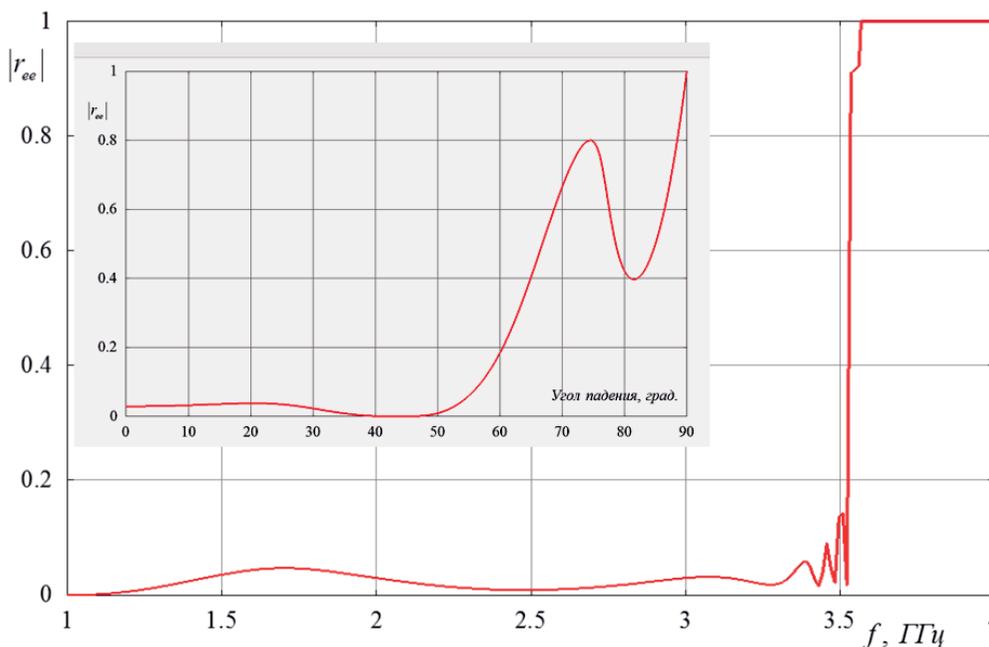


Рис. 5. Частотная и угловая зависимости модуля коэффициента отражения основной компоненты

Как видно из частотной зависимости, показанной на рис. 5, от дважды киральной структуры практически отсутствует отражение плоской электромагнитной волны с перпендикулярной поляризацией в диапазоне ниже 3,6 ГГц, то есть на этих частотах поле локализуется в метаструктуре, которая играет роль малоотражающего покрытия для указанного типа поляризации. На частотах выше 3,6 ГГц модуль коэффициента отражения равен единице или близок к ней, то есть волна «не чувствует» наличие метаматериала вообще.

Согласно рис. 5, свойство малого отражения у метаматериала сохраняется в диапазоне углов от нуля (нормальное падение) до 60°. Данная зависимость рассчитывалась на частоте 2 ГГц.

Заключение

Выводы по результатам работы сводятся к следующему.

1. Получены в явном виде тензор поверхностного импеданса обобщенной киральной среды и матрица передачи слоя.

2. Рассмотрено решение электродинамической задачи отражения плоской электромагнитной волны от двухслойного кирально-диэлектрического метаматериала, которое показало возможность использования указанной структуры для преобразования, радиально падающего СВЧ-излучения на заданной частоте в азимутальное рассеяние.

3. Рассмотрено решение электродинамической задачи отражения плоской электромагнитной волны от двухслойного дважды кирального метаматериала, расположенного на идеально проводящей подложке, которое показало возможность использования указанной структуры в качестве защитного экрана СВЧ в некотором диапазоне частот СВЧ.

Литература

1. Engheta N., Ziolkowski R.W., ets. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*. Hoboken: John Wiley & Sons, 2006. – 414 p.
2. Capolino F., ets. *Metamaterials Handbook. Vol. I. Phenomena and Theory of Metamaterials*. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009. – 724 p.
3. 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.
4. 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.
5. Осипов О.В., Плотников А.М., Салимова Н.Р. Использование эффекта азимутального рассеяния электромагнитных волн метаструктурой на основе элементов Телледжена в прикладных задачах электродинамики // ИКТ. Т.10. №1, 2012. – С. 8-15.
6. Осипов О.В. Почепцов А.О., Юрасов В.И. Киральный метаматериал для частотно-селективной концентрации энергии сверхвысокочастотного излучения // ИКТ. Т.12, №4, 2012. – С. 76-82.
7. Тамир Т., Когельник Г., Хаммер Д. *Интегральная оптика*. Пер. с англ. М.: Мир, 1978. – 344 с.
8. Semchenko I.V., Tretyakov S.A., Serdyukov N.N. *Research on chiral and bianisotropic media in Byelorussia and Russia in the last ten years // Progress in Electromagnetics Research. Vol.12, 1996. – P. 335-370.*
9. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухорюков А.П. *Теория волн*. М.: Наука, 1979. – 383 с.
10. Никольский В.В., Никольская Т.И. *Электродинамика и распространение радиоволн*. М.: Наука, 1989. – 544 с.
11. Неганов В.А., Осипов О.В. *Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами*. М.: Радио и связь, 2006. – 280 с.
12. Осипов О.В., Панферова Т.А. Приближенные граничные условия для тонких киральных слоев с криволинейной формой поверхности // Радиотехника и электроника. Т.55, №5, 2010. – С. 568-570. doi: 10.1134/S1064226910050086.

Получено 02.06.2017

Клюев Дмитрий Сергеевич, д.ф.-м.н., заведующий Кафедрой электродинамики и антенн (Э и А) Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики (ПГУТИ). Тел. (8-846) 339-11-21. E-mail: klyuevd@yandex.ru.

Осипов Олег Владимирович, д.ф.-м.н., проректор по информатизации и образовательным технологиям ПГУТИ. Тел. (8-846) 333-32-04; 8-917-941-10-73. E-mail: o.osipov@psuti.ru.

Почепцов Андрей Олегович, аспирант Кафедры основ конструирования и технологий радиотехнических систем ПГУТИ. Тел. 8-917-111-15-16. E-mail: rao@psuti.ru.

Резепова Елена Сергеевна, магистрант Кафедры Э и А ПГУТИ. Тел. (8-846) 339-11-77. E-mail: e.rezepova@psuti.ru.

MATRIX METHODS FOR CALCULATING MULTILAYER PLANAR METAMATERIALS CHARACTERISTICS IN THE PRESENCE OF CHIRALITY AND SPATIAL DISPERSION

*Klyuev D.S., Osipov O.V., Pocheptsov A.O., Rezepova E.S.
Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics,
Samara, Russian Federation
E-mail: klyuevd@yandex.ru*

Applicability of matrix methods for calculating characteristics of reflective metamaterials composed of several planar layers based on a media with spatial dispersion and chirality was examined. The surface

impedance and transmission matrices of generalized layer were obtained. Reflection process of linearly polarized plane electromagnetic wave for two-layer dielectric-chiral metamaterial composed of thin wire coils located in the air and for double-chiral metamaterial composed of a perfectly conducting substrate was studied. Frequency dependencies of reflection and transmission coefficient modules for the main and cross-polarized components of electromagnetic field were calculated for various inclusions and differently sized chiral metamaterial containers. It was concluded that at certain frequencies metastructure allows the conversion of normally incident radiation into the radiation scattered along the surface of the structure. A theoretical possibility of using double-chiral metastructure as a protective coating for the metallized object was confirmed.

Keywords: chiral media, metamaterial, double-layered metamaterial, matrix method, microwave shield, metastructure, spatial dispersion

DOI: 10.18469/ikt.2017.15.3.02

Klyuev Dmitriy Sergeevich, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, 23 L. Tolstoy str., Samara, 443010, Russian Federation; the Head of Department of Electrodynamics and Antennas, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor. Tel.: +78463391121; E-mail: klyuevd@yandex.ru

Osipov Oleg Vladimirovich, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, 23 L. Tolstoy str., Samara, 443010, Russian Federation; Vice-Rector of Information and Education Technologies, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor. Tel.: +78463333204; E-mail: o.osipov@psuti.ru

Pocheptsov Andrey Olegovich, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, 23 L. Tolstoy str., Samara, 443010, Russian Federation; PhD student of the Department of Design and Technical Systems Technology. Tel.: +78463391177; E-mail: pao@psuti.ru

Rezepova Elena Sergeevna, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, 23 L. Tolstoy str., Samara, 443010, Russian Federation; graduate student of the Department of Electrodynamics and Antennas. Tel.: +78463391177; E-mail: e.rezepova@psuti.ru

References

1. Engheta N., Ziolkowski R.W., eds. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*. Hoboken, John Wiley & Sons, 2006. 414 p.
2. Capolino F., eds. *Metamaterials Handbook: Vol. I. Phenomena and Theory of Metamaterials*. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009. 724 p.
3. 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.
4. 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.
5. Osipov O.V., Plotnikov A.M., Salimova N.R. Ispol'zovanie jeffekta azimutal'nogo rassejanija jelektromagnitnyh voln metastrukturoj na osnove jelementov Telledzhena v prikladnyh zadachah jelektrodinamiki [Using of electromagnetic waves azimuthal dispersion effect in a metastructure basing on Tellegen's elements in application-oriented electrodynamics tasks]. *Infokommunikacionnye tehnologii*, 2012, vol. 10, no. 1, pp. 8-15.
6. Osipov O.V. Pocheptsov A.O., Yurasov V.I. Kiral'nyj metamaterial dlja chastotno-selektivnoj koncentracii jenergii sverhvysochastotnogo izluchenija [Chiral metamaterial for frequency selective concentration of a microwave radiation energy]. *Infokommunikacionnye tehnologii*, 2014, vol. 12, no. 4, pp. 76-82.
7. Tamir T., Kogel'nik G., Hammer D. *Integral'naja optika* [Integrated optics]. Moscow, Mir Publ., 1978. 344 p.
8. Semchenko I.V., Tretyakov S.A., Serdyukov N.N. Research on chiral and bianisotropic media in Byelorussia and Russia in the last ten years. *Progress In Electromagnetics Research*, 1996, vol. 12, pp. 335-370.
9. Vinogradova M.B., Rudenko O.V., Sukhorukov A.P. *Teorija voln* [Wave theory]. Moscow, Nauka Publ., 1979. 383 p.
10. Nikol'skij V.V., Nikol'skaja T.I. *Jelektrodinamika i rasprostranenie radiovoln* [Electrodynamics and radiowaves propagation]. Moscow, Nauka Publ., 1989. 544 p.

11. Neganov V.A., Osipov O.V. *Otrazhajushhie, volnovodushhie i izluchajushhie struktury s kiral'nymi jelementami* [The reflecting, waveguiding and radiating structures with chiral elements]. Moscow, Radio i svjaz' Publ., 2006. 280 p.
12. Osipov O.V., Panferova T.A. Approximate boundary conditions for thin chiral layers with curvilinear surfaces. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2010, vol. 55, no. 5, pp. 532-534. doi: 10.1134/S1064226910050086.

Received 02.06.2017

ТЕХНОЛОГИИ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ

УДК 621.39

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Глаголев С.Ф.¹, Дашков М.В.², Дюбов А.С.¹, Хричков В.А.¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций
им. проф. М.А. Бонч-Бруевича

²Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
E-mail: glagolevsf@yandex.ru

В работе рассматривается возможность развития метода оптической рефлектометрии путем использования зондирующих сигналов спектра видимого диапазона. Предлагаемое усовершенствование оказывается полезным при создании приборов, ориентированных на измерения коротких участков оптических линий. Сформулированы требования к параметрам специализированных рефлектометров, использующих для измерения длину волны 650 нм. Разработана структурная схема прибора и сформулированы требования к аппаратной части рефлектометра. При этом в качестве фотоприемников предполагается использовать высокоэффективные кремниевые лавинные фотодиоды, которые отличаются высокой чувствительностью, линейностью и малым уровнем шумов. Проведено математическое моделирование процесса формирования и распространения сигнала обратного рассеяния. Результаты моделирования доказывают возможность применения оптического рефлектометра, работающего в видимой области спектра, для измерения параметров оптического тракта абонентских сетей доступа.

Ключевые слова: оптическое волокно, оптическая рефлектометрия, сигнал обратного рассеяния, зондирующий сигнал видимого диапазона

Введение

Использование кварцевых одномодовых ОВ в телекоммуникациях до настоящего времени ограничивалось «прозвонкой» волокон и поиском дефектов монтажа ОВ в оптических кроссах. Их использование считалось неперспективным из-за большого коэффициента затухания в видимой области спектра. Отметим, что наряду с волоконно-оптическими сетями (ВОС) большой протяженности существуют сети или участки сетей малой протяженности, для которых относительно большой коэффициент затухания не является критичным. К ним относятся абонентские участки сетей широкополосного доступа, большая часть локальных сетей, включая сенсорные и технологические сети, в том числе бортовые системы связи и передачи данных. Видимое излучение может найти применение во внутренних сетях центров обработки данных (ЦОД) и дата-центрах.

Остановимся на одном из перспективных применений видимого излучения при рефлектометрическом контроле параметров пассивных оптических сетей (PON) с технологиями GPON и EPON [1]. При строительстве и эксплуатации PON для тестирования магистральных участков оптических линейных трактов (ОЛТ) от оконечного линейного терминала (OLT) до сплиттера используют универсальные оптические рефлектометры (ОР), подключаемые в OLT. Магистральные участки PON содержат сравнительно малое (одно на 32 ... 64 абонента) количество оптических волокон (ОВ), отличаются высокой надежностью, редко выходят из строя. Гораздо сложнее из OLT контролировать состояние многочисленных абонентских участков (АУ). Это обусловлено не только большим затуханием в сплиттерах, но и тем, что сигналы обратного рассеяния (СОР) от всех АУ складываются и выде-