

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.4.5>

УДК: 537.876.46

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ПЛАНАРНЫЙ СЛОЙ КИРАЛЬНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА, РАСПОЛОЖЕННОГО В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С УЧЕТОМ МАТЕРИАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ

О.В. Осипов, Д.Н. Панин

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Самара, ул. Льва Толстого, 23

Статья поступила в редакцию 29 февраля 2024 г.

Аннотация. Целью работы является анализ дифракции основной волны прямоугольного волновода на планарном слое кирального метаматериала, расположенного в поперечной плоскости линии передачи. Математическая модель метаматериала учитывает его киральность и дисперсию материальных параметров (диэлектрическая проницаемость, параметр киральности). Для учета влияния электромагнитных свойств слоя кирального метаматериала на структуру поля основной волны прямоугольного волновода были использованы двухсторонние приближенные граничные условия для тонкого кирального слоя. В работе учтена кросс-поляризация поля, возникающая в линии передачи при наличии кирального слоя. Задача была сведена к решению системы линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов отражения и прохождения основной и кросс-поляризованной волн в исследуемой структуре. В результате численного анализа было показано, что на частоте отсечки основной волны в волноводе возбуждается также кросс-поляризованная волна. Показано, что при различном затухании возможны ситуации возникновения и снятия вырождения резонансных частот, при которых волны проходят в

киральный слой и отражаются от него. Доказано, что отражение и прохождение основной волны при малых значениях затухания носит частотно селективный резонансный характер.

Ключевые слова: метаматериал, киральная среда, прямоугольный волновод, планарный слой, основная волна, дифракция, материальная дисперсия, параметр киральности, приближенные граничные условия.

Автор для переписки: Осипов Олег Владимирович, o.osipov@psuti.ru

Введение

Метаматериалы в настоящее время широко исследуются, вследствие их разнообразных свойств как в СВЧ, так и в оптическом диапазонах [1-5]. В технике СВЧ метаматериалы используются при создании частотно селективных фильтров, вентилях, преобразователей поляризации и т.п. [6-7]. Также метаматериалы применяются в антенной технике [8-9]. Имеются различные реализации метаматериалов, включая объемные структуры и метаповерхности. Одним из подвидов являются киральные метаматериалы (КММ). В пространственные композиционные структуры таких метаматериалов входят электромагнитные частицы (включения) имеющие зеркально асимметричную форму. Для создания киральной среды в большинстве случаев используется однородный диэлектрический (магнитодиэлектрический) контейнер, в котором равномерно размещаются и хаотически ориентируются проводящие включения. Подобная среда обладает пространственной дисперсией, по сути, являясь электромагнитным аналогом кристалла. Включаемые зеркально асимметричные композиты представляют собой резонансные электромагнитные частицы, в силу геометрии, представляющие собой неразрывную совокупность электрических и магнитных диполей. По тематике киральных метаматериалов, начиная с начала 90-х годов XX века, опубликовано большое число научных работ [10-15 и др.]. В научной литературе исследовано значительное число различных форм киральных включений: трехмерные (элементы Телледжена, одно- и многозаходные спирали,

взаимоортогональные спирали и т.п.) и двумерные (S-элементы, гаммадионы, разомкнутые кольца, спирали Архимеда и т.п.). Нормальными волнами КММ являются волны с право (ПКП) и левокруговыми (ЛКП) поляризациями. В КММ возникают такие физические явления как кросс-поляризация поля и круговой дихроизм.

Математическая модель КММ разрабатывается с учетом материальных уравнений, учитывающих свойства киральности включения, а также дисперсии материальных параметров. Здесь уместно отметить, что наряду с диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями, для описания электромагнитных свойств вводится параметр киральности χ , который является вещественным для взаимной среды и комплексным для невзаимной среды. Также в научной литературе значительное внимание уделяется вопросу дисперсионных соотношений для КММ [16-18]. Для описания дисперсии диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ используются модель Лоренца. Зависимость параметра киральности от частоты $\chi(\omega)$ (длины волны) определяется соотношением, подобным формуле Кондона, которая используется в оптике при описании дисперсии оптически активных сред [19]. При этом математические модели КММ могут быть как обобщенными, не учитывающими форму и размеры зеркально асимметричных проводящих включений, так и частными, привязанными к конкретным элементам [20-21].

Значительный интерес представляет использование КММ в волноводах. Первая работа по киральным волноводам была опубликована в еще 1988 году [15], где были исследованы собственные волны плоской волноведущей структуры, ограниченной сверху и снизу идеально проводящими плоскостями. Также было исследовано распространение собственных волн в открытых и закрытых круглых однородно заполненных киральных волноводах [22-23]. В работе [24] исследовались собственные волны плоского двухслойного кирально-диэлектрического волновода без ограничения на толщину структуры. В [25] рассмотрена общая электродинамическая теория распространения

собственных волн в кироволноводах. Заметим, что структуры считались плоскими, так как исследование волноводов прямоугольного сечения требует применения численных методов [26]. Технологии создания киральных волноводов описаны в [27]. Оптические киральные волноводы рассмотрены в [28].

Основной целью предлагаемой работы является решение задачи об отражении и прохождении основной волны прямоугольного волновода H_{10} через поперечный планарный слой из КММ. Также при решении будут учтены кросс-поляризационные явления, возникающие при падении основной волны на киральный слой. При этом для описания слоя КММ используются двухсторонние приближенные граничные условия (ДПГУ) [29], которые можно применять для узких по толщине слоев, по сравнению с длиной волны. Используемые в работе ДПГУ также учитывают явление кросс-поляризации, то есть записаны относительно всех тангенциальных составляющих векторов напряженностей электрического и магнитного полей. При их использовании для описания прямоугольного кирального волновода не требуется использование численных методов. При этом в целях общности для описания кирального слоя будет использоваться модель, в которой материальные параметры $\varepsilon(\omega)$; $\chi(\omega)$ являются частотно зависимыми.

1. Математическая модель кирального метаматериала с учетом дисперсии.

Запишем материальные уравнения для КММ в режиме гармонического сигнала при зависимости векторов от времени в виде $\exp(i\omega t)$ [9]:

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

где \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} – комплексные амплитуды векторов напряженностей и индукций электрического и магнитного полей; i – мнимая единица. В формулах (1) верхние и нижние знаки соответствуют КММ на основе правых и левых форм зеркально асимметричных элементов, соответственно. Соотношения (1) записаны в Гауссовой системе единиц.

Для описания частотной зависимости диэлектрической проницаемости области, занятой киральным элементом будем использовать модель Лоренца [16-77]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c + \frac{\Omega_\varepsilon \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (2)$$

где ε_c – относительная диэлектрическая проницаемость контейнера; ω_0 – резонансная частота кирального элемента (определяется из квазистатической модели для конкретного типа элемента); γ – частота демпфирования; Ω_ε – «сила» резонанса диэлектрической проницаемости.

Для описания частотной зависимости параметра киральности будем использовать обобщенную модель Кондона [18, 19]:

$$\chi(\omega) = \frac{\Omega_\chi \omega_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3)$$

где ω_0 – резонансная частота кирального элемента (определяется из квазистатической модели для конкретного типа элемента); γ – частота демпфирования; Ω_χ – «сила» резонанса параметра киральности.

Проведем нормировку материальных параметров. Пусть h – толщина слоя. Введем следующие нормированные параметры:

$$q = \frac{\omega h}{c} \text{ – нормированное волновое число;}$$

$$q_0 = \frac{\omega_0 h}{c} \text{ – нормированное резонансное волновое число;}$$

$$\Gamma = \frac{\gamma h}{c} \text{ – нормированная частота демпфирования.}$$

Материальные уравнения (1) в нормированном виде с учетом (2) и (3) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{D}} &= \varepsilon(q)\vec{\mathbf{E}} \mp i\chi(q)\vec{\mathbf{H}}; \quad \vec{\mathbf{B}} = \mu\vec{\mathbf{H}} \pm i\chi(q)\vec{\mathbf{E}}; \\ \varepsilon(q) &= \varepsilon_c + \frac{\Omega_\varepsilon q_0^2}{q_0^2 - q^2 + iq\Gamma}; \quad \chi(q) = \frac{\Omega_\chi q_0 q}{q_0^2 - q^2 + iq\Gamma}. \end{aligned} \quad (4)$$

2. Геометрия задачи.

В работе проведено решение об отражении и прохождении волны H_{10} в прямоугольном волноводе через тонкий киральный слой, расположенный в поперечной плоскости. Геометрия задачи приведена на рис. 1.

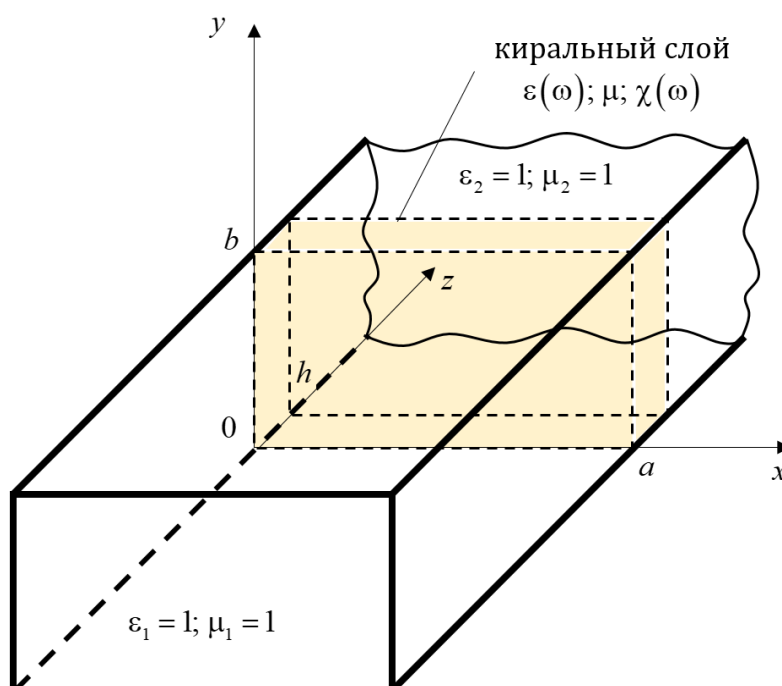


Рис. 1. Геометрия задачи.

При $z = 0$ расположен слой КММ с материальными параметрами $\varepsilon(\omega)$, μ и $\chi(\omega)$. Киральный слой считается тонким, по сравнению с длиной основной волны прямоугольного волновода.

3. Методика решения.

Пусть на слой КММ падает волна H_{10} с составляющими комплексных амплитуд электромагнитного поля E_y, H_x, H_z . Двухсторонние приближенные граничные условия для тонкого слоя КММ с учетом кросс поляризации имеют вид [29]:

$$\begin{aligned}
 E_y^{(1)} - E_y^{(2)} &= \frac{\chi h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (E_x^{(1)} + E_x^{(2)}) + \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \mu (H_x^{(1)} + H_x^{(2)}) + i\chi (E_x^{(1)} + E_x^{(2)}) \right\}, \\
 H_y^{(1)} - H_y^{(2)} &= \frac{i\epsilon h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (E_x^{(1)} + E_x^{(2)}) - \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \epsilon (E_x^{(1)} + E_x^{(2)}) - i\chi (H_x^{(1)} + H_x^{(2)}) \right\}, \\
 E_x^{(1)} - E_x^{(2)} &= -\frac{\chi h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (E_y^{(1)} + E_y^{(2)}) - \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \mu (H_y^{(1)} + H_y^{(2)}) + i\chi (E_y^{(1)} + E_y^{(2)}) \right\}, \\
 H_x^{(1)} - H_x^{(2)} &= \frac{i\epsilon h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (E_y^{(1)} + E_y^{(2)}) + \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \epsilon (E_y^{(1)} + E_y^{(2)}) - i\chi (H_y^{(1)} + H_y^{(2)}) \right\},
 \end{aligned} \tag{5}$$

где $n_c^2 = n_c^2(\omega) = \epsilon(\omega)\mu - \chi^2(\omega)$; индексы «1» и «2» соответствуют областям волновода, расположенным слева и справа от слоя КММ.

Из решения однородных уравнений Гельмгольца с учетом граничных условий при $x=0; a$ и уравнений Максвелла запишем выражения для тангенциальных составляющих $E_y^{(j)}$ и $H_x^{(j)}$ ($j=1, 2$) поля волны H_{10} :

$$\begin{aligned}
 E_y^{(1)} &= \left(e^{-i\gamma_{10}z} + R_{10}e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \quad E_y^{(2)} = T_{10}e^{-i\gamma_{10}z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \\
 H_x^{(1)} &= -\frac{\gamma_{10}}{k_0} \left(e^{-i\gamma_{10}z} - R_{10}e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \\
 H_x^{(2)} &= -\frac{\gamma_{10}}{k_0} T_{10}e^{-i\gamma_{10}z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right),
 \end{aligned} \tag{6}$$

где $\gamma_{10} = \sqrt{k_0^2 - (\pi/a)^2}$ – постоянная распространения волны H_{10} в прямоугольном волноводе; R_{10}, T_{10} – неизвестные коэффициенты отражения и прохождения основной волны единичной амплитуды.

Также при падении волны H_{10} на киральный слой будут возникать тангенциальные составляющие $E_x^{(j)}$ и $H_y^{(j)}$ ($j=1, 2$), то есть возбуждятся кросс-поляризованная волна H_{01} :

$$\begin{aligned} E_x^{(1)} &= R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right); & E_x^{(2)} &= T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right); \\ H_y^{(1)} &= -\frac{\gamma_{01}}{k_0} R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right); & H_y^{(2)} &= \frac{\gamma_{01}}{k_0} T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\gamma_{01} = \sqrt{k_0^2 - (\pi/b)^2}$ – постоянная распространения волны H_{01} в прямоугольном волноводе; R_{01}, T_{01} – коэффициенты отражения и прохождения волны H_{01} , соответственно.

Запишем выражения для тангенциальных составляющих векторов электрической и магнитной напряженностей поля:

$$\begin{aligned} E_y^{(1)} &= \left(e^{-i\gamma_{10}z} + R_{10} e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \\ H_y^{(1)} &= -\frac{\gamma_{01}}{k_0} R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right); \\ E_x^{(1)} &= R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right); \\ H_x^{(1)} &= -\frac{\gamma_{10}}{k_0} \left(e^{-i\gamma_{10}z} - R_{10} e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \end{aligned} \quad (8)$$

в области 1;

$$\begin{aligned} E_y^{(2)} &= T_{10} e^{-i\gamma_{10}z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); & H_y^{(2)} &= \frac{\gamma_{01}}{k_0} T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right); \\ E_x^{(2)} &= T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right); & H_x^{(2)} &= -\frac{\gamma_{10}}{k_0} T_{10} e^{-i\gamma_{10}z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \end{aligned} \quad (9)$$

в области 2.

Подставляя выражения (8) и (9) в ДПГУ (5), получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов $R_{10}, R_{01}, T_{10}, T_{01}$:

$$\vec{\mathbf{A}}\vec{\mathbf{R}} = \vec{\mathbf{F}}, \quad (10)$$

где $\vec{\mathbf{R}} = \{R_{10}, R_{01}, T_{10}, T_{01}\}^T$;

$$\vec{\mathbf{F}} = \left\{ \left[-1 - \frac{i\mu\gamma_{10}h}{2} \right], \left[\frac{\chi\gamma_{10}h}{2} \right], \left[-\frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2) \right], \left[-\frac{\gamma_{10}}{k_0} - \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2) \right] \right\}^T.$$

Матричные элементы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} A_{11} &= 1 - \frac{i\mu\gamma_{10}h}{2}; & A_{12} &= \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2); & A_{13} &= \left[-1 + \frac{i\mu\gamma_{10}h}{2} \right] e^{-i\gamma_{10}h}; \\ A_{14} &= \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2) e^{-i\gamma_{01}h}; & A_{21} &= \frac{\chi\gamma_{10}h}{2}; & A_{22} &= -\frac{\gamma_{01}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2); \\ A_{23} &= -\frac{\chi\gamma_{10}h}{2} e^{-i\gamma_{10}h}; & A_{24} &= \left[-\frac{\gamma_{01}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2) \right] e^{-i\gamma_{01}h}; \\ A_{31} &= \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2); & A_{32} &= \left[-1 + \frac{i\mu\gamma_{01}h}{2} \right]; & A_{33} &= \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2) e^{-i\gamma_{10}h}; \\ A_{34} &= \left[1 - \frac{i\mu\gamma_{01}h}{2} \right] e^{-i\gamma_{01}h}; & A_{41} &= \left[-\frac{\gamma_{10}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 - \alpha_{10}^2) \right]; & A_{42} &= -\frac{\chi\gamma_{01}h}{2}; \\ A_{43} &= \left[-\frac{\gamma_{10}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 - \alpha_{10}^2) \right] e^{-i\gamma_{10}h}; & A_{44} &= \frac{\chi\gamma_{01}h}{2} e^{-i\gamma_{01}h}, \end{aligned}$$

$$\text{где } \alpha_{10} = \frac{\pi}{k_0 a n_c}; \quad \alpha_{01} = \frac{\pi}{k_0 b n_c}.$$

Из решения СЛАУ (10) получаем выражения для коэффициентов $R_{10}, R_{01}, T_{10}, T_{01}$:

$$\begin{aligned} R_{10}(q) &= \frac{q_h \varepsilon(q) (\beta_{01}/\beta_{10}) \left[1 + \alpha_{10} + \eta^2(q) \beta_{10}^2 \right]}{2i\beta_{10} + q_h \varepsilon(q) (1 + \alpha_{01}) \left[1 + \eta^2(q) \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right]}; \\ T_{10}(q) &= \frac{q_h \varepsilon(q) \left[1 + \alpha_{01} + \eta^2(q) \beta_{01}^2 \right] e^{-iq_h \beta_{10}}}{2i\beta_{01} + q_h \varepsilon(q) (1 + \alpha_{01}) \left[1 + \eta^2(q) \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right]}; \\ R_{01}(q) &= \frac{i q_h \chi(q) \left[\beta_{01} (1 - \alpha_{10}) - \beta_{10} \right]}{2i\beta_{01} + q_h \varepsilon(q) (1 + \alpha_{01}) \left[1 + \eta^2(q) \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right]}; \\ T_{01}(q) &= \frac{i q_h \chi(q) \left[\beta_{10} + \beta_{01} (1 - \alpha_{10}) \right] e^{-iq_h \beta_{01}}}{2i\beta_{01} + q_h \varepsilon(q) (1 + \alpha_{01}) \left[1 + \eta^2(q) \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right]}, \end{aligned} \tag{11}$$

где

$$\alpha_{10} = \frac{\pi}{q_a n_c(q)}; \quad \alpha_{01} = \frac{\pi}{q n_c(q)}; \quad \beta_{10} = \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{q_a}\right)^2}; \quad \beta_{01} = \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{q}\right)^2};$$

$$\varepsilon(q) = \varepsilon_c + \frac{\Omega_\varepsilon q_0^2}{q_0^2 - q^2 + i q \Gamma}; \quad \chi(q) = \frac{\Omega_\chi q_0 q}{q_0^2 - q^2 + i q \Gamma};$$

$$n_c(q) = \sqrt{\varepsilon(q) \mu - \chi^2(q)}; \quad \eta(q) = \sqrt{\mu / \varepsilon(q)}.$$

В соотношениях (11) введены нормированные параметры:

$$q_h = k_0 h = \frac{\omega}{c} h \quad - \text{нормированная ширина кирального слоя } (k_0 = \omega/c \text{ -}$$

волновое число для плоской однородной волны в вакууме; оно никак не связано с резонансной частотой кирального элемента, то есть $k_0 \neq \omega_0/c$);

$$q_a = k_0 a = \frac{\omega}{c} a \quad - \text{нормированная толщина широкой стенки;}$$

$$q_b = k_0 b = \frac{\omega}{c} b \quad - \text{нормированная толщина узкой стенки нормированное}$$

волновое число;

$$q_0 = \frac{\omega_0}{c} a \quad - \text{нормированное резонансное волновое число;}$$

$$\Gamma = \frac{\gamma}{c} a \quad - \text{нормированная частота демпфирования.}$$

4. Анализ численных результатов.

Рассмотрим киральный слой со следующими значениями параметров:

$$\varepsilon = 3.2 - 0.2 \cdot i, \quad \mu = 2.2, \quad \Omega_\varepsilon = 0.2, \quad \Omega_\chi = 0.05, \quad q_0 = 3.5, \quad q_h = 0.1.$$

Заметим, что значение $q_0 = 3.5$ выбрано из тех соображений, чтобы оно было больше нормированной частоты отсечки основной волны H_{10} , то есть

$$q_0 > \pi:$$

$$\lambda_{\text{кр}}(H_{10}) = 2a; \quad \frac{2\pi}{k_{\text{кр}}(H_{10})} = 2a; \quad k_{\text{кр}}(H_{10})a = \pi.$$

В работе был осуществлен расчет частотных зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения волн H_{10} и H_{01} по формулам (11).

Рассмотрим сначала случай, когда нормированная частота отсечки меньше резонансной частоты кирального элемента $q_0 > \pi$.

Расчет выполнялся при следующих значениях параметров волновода и кирального слоя:

$$\varepsilon = 3.2 - 0.2 \cdot i, \mu = 2.2, \Omega_\varepsilon = 0.2, \Omega_\chi = 0.05, q_0 = 3.5, q_h = 0.1, q_a = 4, \Gamma = 0.05.$$

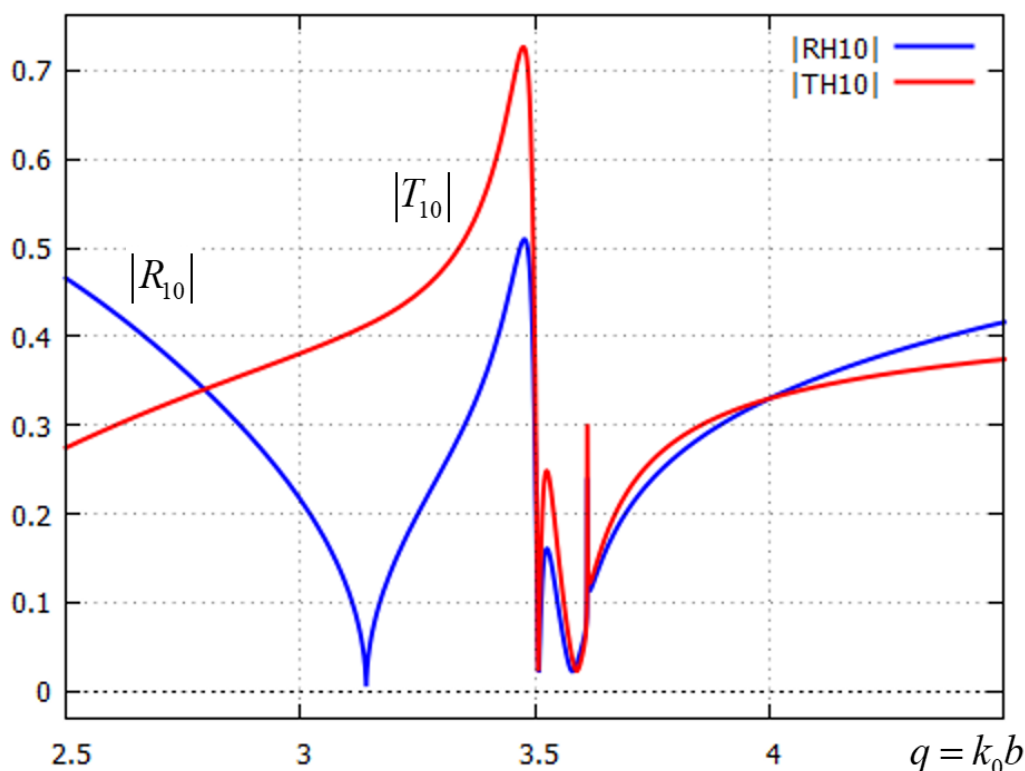


Рис. 2. Зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{10}|$ и коэффициента прохождения $|T_{10}|$ основной волны H_{10} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.05$.

На рис. 2 показаны зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{10}|$ и коэффициента прохождения $|T_{10}|$ основной волны H_{10} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.05$. Из рис. 2 видно, что ниже нормированной частоты отсечки $q < \pi$ волна H_{10} является затухающей, при этом она возбуждается с обеих сторон от кирального слоя. На частоте отсечки $q = \pi$ волна H_{10} возбуждается только в области за киральным слоем.

При этом выше частоты отсечки $q > \pi$ волна H_{10} является распространяющейся и в равной степени проходит через киральный слой и отражается от него.

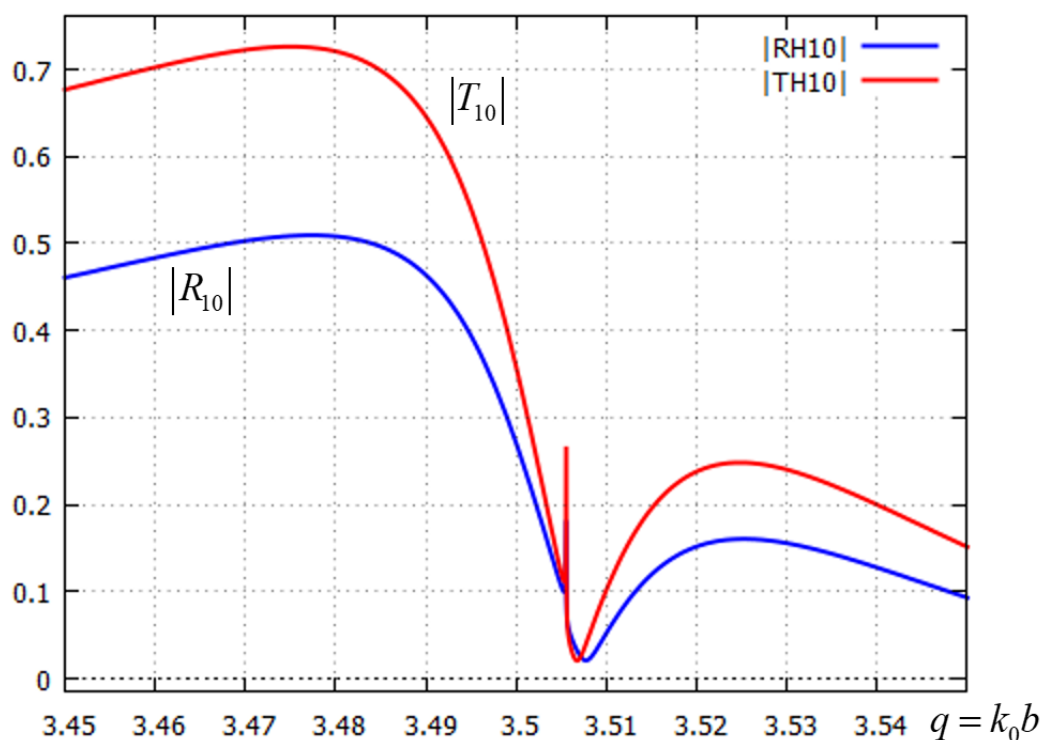


Рис. 3. Зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{10}|$ и коэффициента прохождения $|T_{10}|$ основной волны H_{10} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.05$. Результаты расчета вблизи резонансной частоты киральных элементов $q \approx q_0$.

Изучим поведение коэффициентов отражения и прохождения волны H_{10} вблизи резонансной частоты киральных элементов $q \approx q_0$ (рис. 3). Как видно из рис. 3, вблизи резонансной частоты $q = 3.5$ наблюдаются дуплеты резонансов коэффициентов прохождения и отражения основной волны H_{10} . Это явление связано с тем, что в киральной среде не могут распространяться линейно-поляризованные волны, поэтому прошедшая в слой волна преобразуется в дуплет мод с право и левокруговыми поляризациями, обладающими различными резонансными частотами своих коэффициентов прохождения. Аналогично эти моды отражаются от плоскости $z = h$ и внутри слоя возникают дуплет отраженных мод с ПКП и ЛКП, которые обладают различными резонансными частотами своих коэффициентов отражения.

На рис. 4 показаны зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{01}|$ и коэффициента прохождения $|T_{01}|$ волны H_{01} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.05$. Из рис. 4 видно, что ниже нормированной частоты отсечки $q < \pi$ волна H_{01} практически не возбуждается. На частоте отсечки $q = \pi$ волна H_{01} начинается возбуждаться в области за киральным слоем. При этом выше частоты отсечки $q > \pi$ волна H_{01} становится распространяющейся и преимущественно проходит в область за киральным слоем. При $q > q_0$ волна H_{01} в большей степени проходит через киральный слой и с ростом частоты затухает.

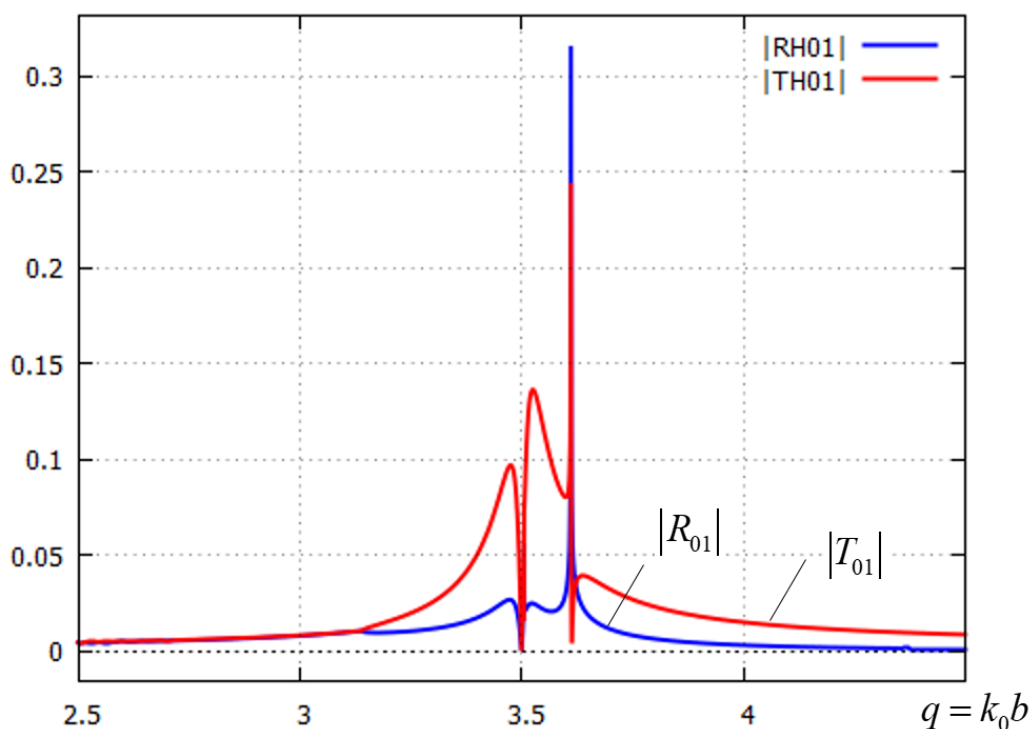


Рис. 4. Зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{01}|$ и коэффициента прохождения $|T_{01}|$ волны H_{01} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.05$.

Рассмотрим зависимости коэффициентов отражения и прохождения волны H_{01} вблизи резонансной частоты киральных элементов $q \approx q_0$ (рис. 5). Как видно из рис. 5, ниже и выше резонансной частоты $q = 3.5$ уровень прохождения волны через киральный слой преобладает над уровнем отражения. Вблизи резонансной частоты $q = 3.5$ также, как и для случая основной волны, наблюдаются дуплеты

резонансов коэффициентов прохождения и отражения основной волны H_{01} . Таким образом, дуплетное расщепление резонансных частот для мод ПКП и ЛКП наблюдается как для основной волны H_{10} , так и для кросс-поляризованной волны H_{01} .

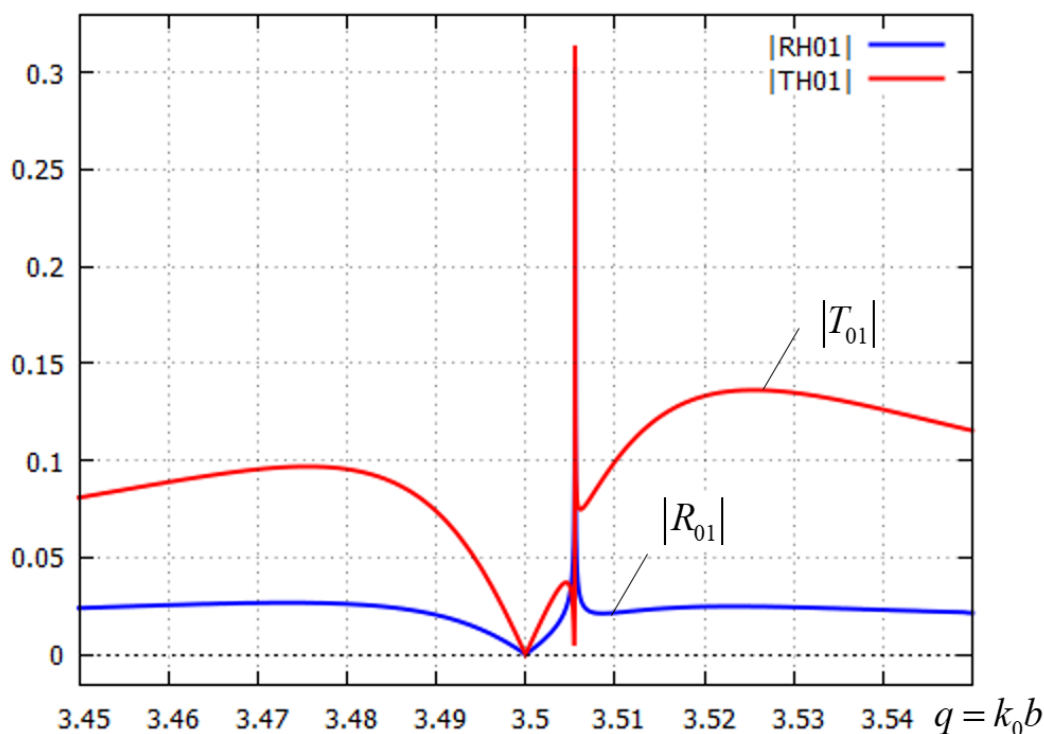


Рис. 5. Зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{01}|$ и коэффициента прохождения $|T_{01}|$ волны H_{01} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.05$. Результаты расчета вблизи резонансной частоты киральных элементов $q \approx q_0$.

Рассмотрим как коэффициент демпфирования Γ влияет на характеристики отражения и прохождения волн H_{10} и H_{01} .

Расчет выполнялся при следующих значениях параметров волновода и кирального слоя:

$$\varepsilon = 3.2 - 0.2 \cdot i, \mu = 2.2, \Omega_\varepsilon = 0.2, \Omega_\chi = 0.05, q_0 = 3.5, q_h = 0.1, q_a = 4, \Gamma = 0.15.$$

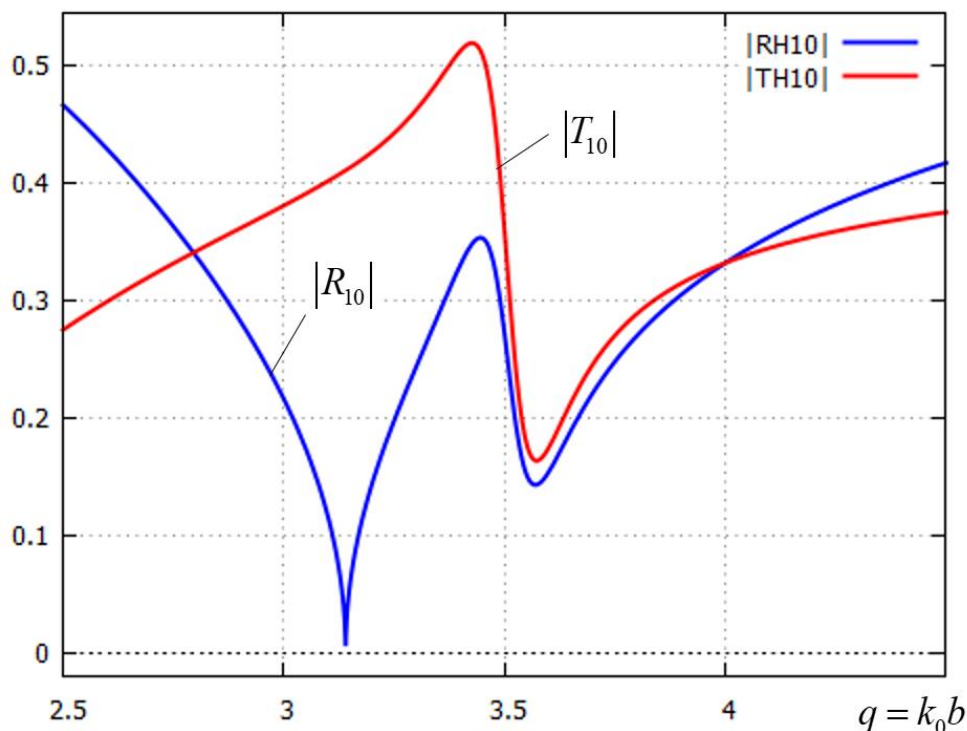


Рис. 6. Зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{10}|$ и коэффициента прохождения $|T_{10}|$ основной волны H_{10} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.15$.

На рис. 6 показаны зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{10}|$ и коэффициента прохождения $|T_{10}|$ основной волны H_{10} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.15$. Из рис. 6 видно, что ниже нормированной частоты отсечки $q < \pi$ волна H_{10} является затухающей, при этом она в значительной степени возбуждается с обеих сторон от кирального слоя. На частоте отсечки $q = \pi$ волна H_{10} возбуждается только в области за киральным слоем. При этом выше частоты отсечки $q > \pi$ волна H_{10} является распространяющейся и в равной степени проходит за киральный слой и отражается от него. Заметим, что при увеличении потерь в киральном слое ($\Gamma = 0.15$) пропадает явление расщепления резонансных частот и вблизи резонансной частоты коэффициенты прохождения и отражения волны H_{10} имеют резонансные минимумы на одной частоте. Выше резонансной частоты $q > q_0$ волна H_{10} в одинаковой степени отражается от кирального слоя и проходит за него.

На рис. 7 показаны зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{01}|$ и коэффициента прохождения $|T_{01}|$ волны H_{01} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.15$.

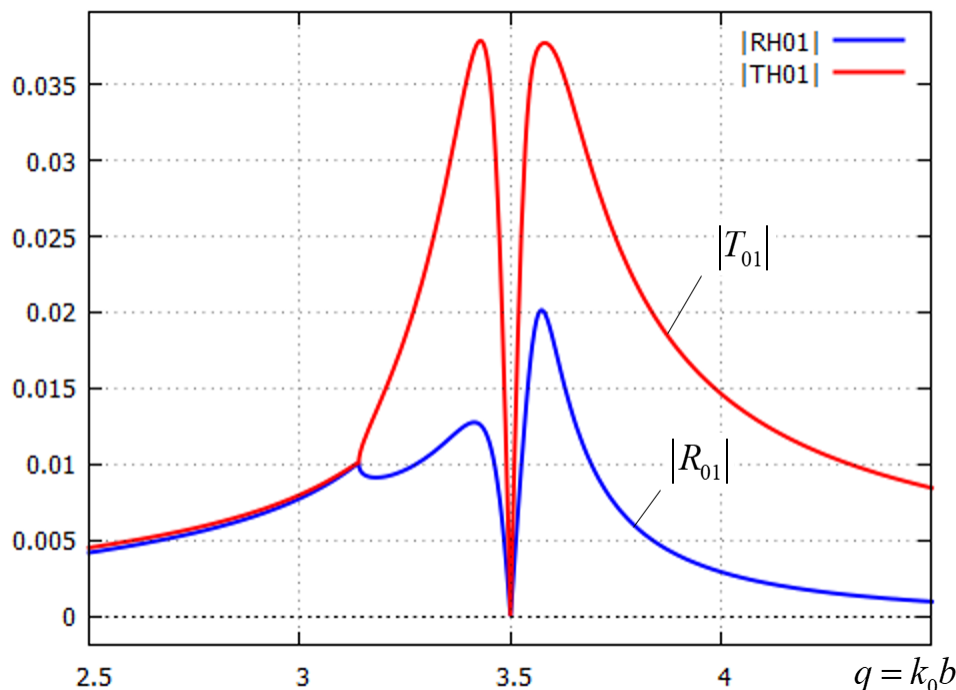


Рис. 7. Зависимости модулей коэффициента отражения $|R_{01}|$ и коэффициента прохождения $|T_{01}|$ волны H_{01} от нормированной частоты q при значении коэффициента демпфирования: $\Gamma = 0.15$.

Из рис. 7 видно, что ниже нормированной частоты отсечки $q < \pi$ волна H_{01} в одинаковой степени затухает в областях перед и за киральным слоем. На частоте отсечки $q = \pi$ волна H_{01} начинается распространяться и преимущественно проходит в область за киральным слоем. При $q > q_0$ волна H_{01} в большей степени проходит за киральный слой и с ростом частоты затухает и с увеличением частоты перестает распространяться. Заметим, что также, как и для случая волны H_{10} , при увеличении потерь в киральном слое ($\Gamma = 0.15$) пропадает явление расщепления резонансных частот и вблизи резонансной частоты коэффициенты прохождения и отражения волны H_{01} имеют резонансные минимумы на одной частоте, которая точно совпадает с резонансной частотой киральных элементов в слое.

Таким образом, увеличение коэффициента демпфирования Γ приводит к вырождению резонансных частот отражения и прохождения мод с право и левокруговыми поляризациями как для основной волны H_{10} , так и для случая кросс-поляризованной волны H_{01} .

Заключение

В работе проанализировано влияние тонкого кирального слоя, расположенного в поперечной плоскости экранированного прямоугольного волновода, на распространение основной волны. Показано, что на частоте отсечки основной волны H_{10} прямоугольного волновода, вследствие кросс-поляризации возбуждается волна H_{01} . Каждая из волн на границе кирального слоя разбивается на дуплет мод с право и левокруговыми поляризациями. При малом значении коэффициента демпфирования $\Gamma \sim 0.05$ для отражения и прохождения волн H_{10} и H_{01} снимается вырождения, то есть прошедшие в слой и отраженные от его внешней границы моды с право и левокруговыми поляризациями обладают различными резонансными частотами отражения и прохождения. Показано, что увеличение коэффициента демпфирования Γ приводит к тому, что отражение и прохождение основной волны H_{10} перестает носить ярко выраженный резонансный характер.

Результаты работы могут быть использованы при конструировании устройств на основе прямоугольных волноводов для частотно селективного изменения поляризации, а также фильтрации волн с различными поляризациями.

Литература

1. Capolino F. Theory and phenomena of metamaterials. – CRC press, 2017.
2. Engheta N., Ziolkowski R. W. (ed.). Metamaterials: physics and engineering explorations. – John Wiley & Sons, 2006.

3. Iyer A. K., Alu A., Epstein A. Metamaterials and metasurfaces—Historical context, recent advances, and future directions // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2020. – Т. 68. – №. 3. – С. 1223-1231. <https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2969732>
4. Zheludev N. I. A roadmap for metamaterials // Optics and Photonics News. – 2011. – Т. 22. – №. 3. – С. 30-35. <https://doi.org/10.1364/OPN.22.3.000030>
5. Suresh Kumar N. et al. A review on metamaterials for device applications // Crystals. – 2021. – Т. 11. – №. 5. – С. 518.s. Crystals 2021; 11; 518. <https://doi.org/10.3390/cryst11050518>
6. Вендик И. Б., Вендик О. Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83. – №. 1. – С. 3-28. <https://doi.org/10.1134/S1063784213010234>
7. Стаценко Л. Г. и др. Применение метаматериалов в антенных устройствах цифровых систем связи // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 1. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.1.2>
8. Бузов А. Л. и др. Перспективы использования метаматериалов в антеннах нового поколения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2017. – Т. 20. – №. 3-1. – С. 15-20. <https://journals.ssau.ru/index.php/pwp/article/download/7078/6937.pdf>
9. Lindell I. et al. Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media. – Artech House, 1994.
10. Lakhtakia A., Varadan V. K., Varadan V. V. Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media. – Berlin : Springer, 1989. – Т. 335. – С. 5, 13-18.
11. Caloz C., Sihvola A. Electromagnetic chirality, part 1: the microscopic perspective [electromagnetic perspectives] // IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 2020. – Т. 62. – №. 1. – С. 58-71. <https://doi.org/10.1109/MAP.2019.2955698>
12. Lakhtakia A., Varadan V. V., Varadan V. K. Field equations, Huygens's principle, integral equations, and theorems for radiation and scattering of electromagnetic waves in isotropic chiral media // JOSA A. – 1988. – Т. 5. – №. 2. – С. 175-184.

13. Silverman M. P. Reflection and refraction at the surface of a chiral medium: comparison of gyrotropic constitutive relations invariant or noninvariant under a duality transformation // *JOSA A*. – 1986. – Т. 3. – №. 6. – С. 830-837. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.3.000830>
14. Третьяков С. А. Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы // *Радиотехника и электроника*. – 1994. – Т. 39. – №. 10. – С. 1457-1470.
15. Varadan V. K., Lakhtakia A., Varadan V. V. Propagation in a parallel-plate wave guide // *Journal of Wave-material Interaction*. – 1988. – Т. 3. – №. 3. – С. 267.
16. Zhao R., Koschny T., Soukoulis C. M. Chiral metamaterials: retrieval of the effective parameters with and without substrate // *Optics express*. – 2010. – Т. 18. – №. 14. – С. 14553-14567. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1008.5177>
17. Sihvola A. H. Temporal dispersion in chiral composite materials: A theoretical study // *Journal of electromagnetic waves and applications*. – 1992. – Т. 6. – №. 7. – С. 1177-1196.
18. Semchenko I. V., Tretyakov S. A., Serdyukov A. N. Research on chiral and bianisotropic media in Byelorussia and Russia in the last ten years. – 1996. <https://doi.org/10.2528/PIER94112800>
19. Condon E. U. Theories of optical rotatory power // *Reviews of modern physics*. – 1937. – Т. 9. – №. 4. – С. 432. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0019.193803d.0380>
20. Аралкин М. В., Дементьев А. Н., Осипов О. В. Математические модели киральных метаматериалов на основе многозаходных проводящих элементов // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. – 2020. – Т. 23. – №. 1. – С. 8-19. <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.1.8-19>
21. Аралкин М. В., Дементьев А. Н., Осипов О. В. Исследование электромагнитных характеристик планарных киральных метаструктур на основе составных спиральных компонентов с учетом гетерогенной модели Бруггемана // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. – 2020. – Т. 23. – №. 3. – С. 44-55. <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.3.44-55>

22. Cory H., Rosenhouse I. Electromagnetic wave propagation along a chiral slab //IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation). – IET Digital Library, 1991. – Т. 138. – №. 1. – С. 51-54. <https://doi.org/10.1049/ip-h-2.1991.0009>
23. Oksanen M. I., Koivisto P., Tretyakov S. A. Vector circuit method applied for chiral slab waveguides //Journal of lightwave technology. – 1992. – Т. 10. – №. 2. – С. 150-155. <https://doi.org/10.1049/ip-h-2.1991.0086>
24. Eftimiu C., Pearson L. W. Guided electromagnetic waves in chiral media // Radio Science. – 1989. – Т. 24. – №. 03. – С. 351-359. <https://doi.org/10.1029/RS024i003p00351>
25. Pelet P., Engheta N. The theory of chirowaveguides. – 1990. <https://doi.org/10.1109/8.43593>
26. Pelet P., Engheta N. Modal analysis for rectangular chirowaveguides with metallic walls using the finite-difference method //Journal of electromagnetic waves and applications. – 1992. – Т. 6. – №. 7. – С. 1277-1285.
27. Kamenetskii E. O. On the technology of making chiral and bianisotropic waveguides for microwave propagation //Microwave and optical technology letters. – 1996. – Т. 11. – №. 2. – С. 103-107.
28. Guy S. et al. Full polarization control of optical planar waveguides with chiral material //ACS photonics. – 2017. – Т. 4. – №. 11. – С. 2916-2922. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.7b00975>
29. Неганов В. А., Осипов О. В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. – 2006.

Для цитирования:

Осипов О.В., Панин Д.Н. Исследование отражения и прохождения волны через планарный слой кирального метаматериала, расположенного в прямоугольном волноводе с учетом материальной дисперсии. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.4.5>