

## Прохождение оптической волны через многослойную структуру с киральными слоями с дисперсией

О.В. Осипов<sup>1</sup> , Д.Н. Панин<sup>1</sup> , Е.С. Семенов<sup>2</sup>, Н.А. Цилимбаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
443010, Россия, г. Самара,  
ул. Л. Толстого, 23

<sup>2</sup> Волгоградский государственный университет  
400062, Россия, г. Волгоград,  
Университетский пр., 100

**Аннотация – Обоснование.** Использование зеркально асимметричных химических соединений для легирования кварца позволяет создать метаматериал, который обладает свойством киральности. В подобной композиционной структуре возможно возникновение необычных эффектов при взаимодействии с оптической волной. Цель. В данной работе проводится расчет прохождения и отражения линейно-поляризованной оптической волны через многослойную структуру, состоящую из двух легированных кварцевых стекол, разделенных двумя воздушными зазорами. Методы. На основе гомогенной математической модели кирального метаматериала, учитывающей дисперсию диэлектрической проницаемости и параметра киральности на основе матричного метода, получена система линейных алгебраических уравнений для комплексных коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны в линейной поляризации поляризации. Результаты. Проведен анализ частотных и угловых характеристик модулей коэффициентов отражения и прохождения при различных значениях уровня легирования кварца. Теоретически предсказано, что на некоторых длинах волн большая часть падающей оптической энергии может быть сконцентрирована в воздушных зазорах многослойной структуры. Заключение. Полученные в результате расчетов данные могут быть использованы при разработке планарных структур для частотно-селективной концентрации энергии видимого и инфракрасного спектра на основе кварцевых стекол, легированных киральными химическими соединениями.

**Ключевые слова** – метаматериал; электромагнитная волна; математическая модель; киральный метаматериал; коэффициент отражения; коэффициент прохождения; концентрация энергии; дисперсия.

### Введение

В настоящее время активно развиваются технологии, связанные с созданием композиционных материалов для разнообразных технических приложений в СВЧ- и оптическом диапазонах. По сути, данное направление развивается на стыке таких областей знаний, как оптика, радиофизика и физика твердого тела. Композиционные структуры получают путем пространственной комбинации нескольких видов соединений естественного происхождения и называются метаматериалами. Слово «мета» имеет греческое происхождение и означает «за пределами», что можно трактовать, во-первых, как возможность возникновения уникальных свойств, а во-вторых, подчеркивает факт их искусственного происхождения. Тематике метаматериалов уделяется значительно место в научной литературе [1–4]. Можно отметить, что метаматериалы могут быть как объемными, так и представлять собой метаповерхности [3], то есть супертонкие структуры, на поверхностях которых создается пространственная композиция из метаатомов. В общем случае метаматериал мож-

но обобщенно рассматривать как совокупность контейнера (или метаподложки) и совокупности внедряемых компонент из другого вещества. При этом подобные структуры реализуются как в СВЧ-, так и в оптическом диапазонах [3–4]. Долгое время изучение метаматериалов носило фундаментальный характер, однако сейчас они активно используются в устройствах СВЧ, антеннах, а также при создании новой элементной базы оптоэлектроники и нанофотоники. Одним из преимуществ применения метаматериалов при создании компонентной базы устройств СВЧ- и оптического диапазона является их частотная и поляризационная селективность, что связано с взаимодействием электромагнитного поля с резонансными включениями. Также заметим, что большинство метаматериалов обладают пространственной дисперсией и в них проявляются магнитоэлектрические свойства среды.

Особым типом композиционных сред являются киральные метаматериалы (КММ), в которых используются включения (в СВЧ-диапазоне) или атомы (в оптическом диапазоне), обладающие зеркально асимметричной пространственной кон-

фигурацией [5–6]. Основными свойствами КММ являются круговой дихроизм, кросс-поляризация поля и возникновение дуплета волн с право- и левокруговыми поляризациями [5–9].

Материальные уравнения для КММ в общем случае имеют следующий вид [5–6]:

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{D}} &= \varepsilon_0 \varepsilon \bar{\mathbf{E}} \mp i \chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \bar{\mathbf{H}}, \\ \bar{\mathbf{B}} &= \mu_0 \mu \bar{\mathbf{H}} \pm i \chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \bar{\mathbf{E}},\end{aligned}\quad (1)$$

где  $\bar{\mathbf{E}}$ ,  $\bar{\mathbf{H}}$ ,  $\bar{\mathbf{D}}$ ,  $\bar{\mathbf{B}}$  – комплексные амплитуды векторов напряженностей и индукций электрического и магнитного полей;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная вакуума;  $\mu_0$  – магнитная постоянная вакуума;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость;  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость;  $\chi$  – параметр киральности;  $i$  – мнимая единица. В формулах (1) верхние и нижние знаки соответствуют КММ на основе правых и левых форм зеркально асимметричных элементов (химических соединений) соответственно. Материальные уравнения (1) записаны для гармонической электромагнитной волны.

Одним из возможных применений метаматериалов и метаповерхностей является их использование при создании поглощающих структур в СВЧ- и оптическом диапазонах. Подобные возможности для оптического активно рассматриваются в научной литературе [10–15]. Заметим, что в ряде работ было отмечено свойство кирального метаматериала СВЧ, не связанное с увеличенным поглощением. Суть этого явления, которое было обнаружено в киральном метаматериале на основе одно- и многозаходных тонкопроволочных элементов, заключается в том, что вблизи ряда дискретных частот (определяемых геометрическими размерами и формой зеркально асимметричного элемента) наблюдается рассеяние в плоскости слоя метаматериала при крайне низком прохождении и отражении падающей электромагнитной волны [15]. Подобный эффект был обнаружен также для ряда других зеркально асимметричных пространственных конфигураций микровключений [16–18]. По сути, указанный частотно селективный эффект заключается в возможности концентрации энергии падающего поля внутри слоя КММ в СВЧ-диапазоне.

В данной работе предложен вариант структуры для реализации эффекта концентрации оптической энергии видимого и инфракрасного диапазонов на ряде дискретных длин волн на основе планарного слоя кирального метаматериала на ос-

нове кварца легированного оптически активными химическими соединениями (ниобат лития, исландский шпат и т. п.). В работе такой планарный метаматериал называется киральным стеклом.

Вообще говоря, проблема концентрации оптической энергии является не новой, и для этого использовались различные линзы, коллекторы, оптические резонаторы и т. п. [19–21]. В большинстве случаев для этого используются объемные структуры, не обладающие свойством планарности. В предлагаемой работе частотно-селективная концентрация осуществляется при помощи структуры, содержащей планарные кварцевые стекла.

Важным при построении математической модели кирального метаматериала является учет материальной дисперсии [22–24]. В работе будет использована наиболее часто применяемая обобщенная модель, учитывающая дисперсию диэлектрической проницаемости по формуле Лоренца, в то время как дисперсия параметра киральности определяется формулой Кондона [22; 24].

Таким образом, данная работа представляет собой расширение свойств киральных метаматериалов СВЧ-диапазона, связанных с частотно-селективным переизлучением электромагнитной волны в слое планарной структуры, на оптический диапазон.

## 1. Дисперсионная модель оптического кирального метаматериала

В работе будет использована наиболее часто используемая дисперсионная модель кирального метаматериала [22; 24].

Для описания частотной зависимости диэлектрической проницаемости области, занятой киральным элементом, будем использовать модель Лоренца:

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

где  $\varepsilon_c$  – относительная диэлектрическая проницаемость контейнера;  $\omega_0$  – резонансная частота кирального включения;  $\gamma$  – частота демпфирования;  $\Omega_\varepsilon$  – «сила» резонанса диэлектрической проницаемости.

Для описания частотной зависимости параметра киральности будем использовать обобщенную модель Кондона:

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

где  $\Omega_\chi$  – «сила» резонанса параметра киральности.

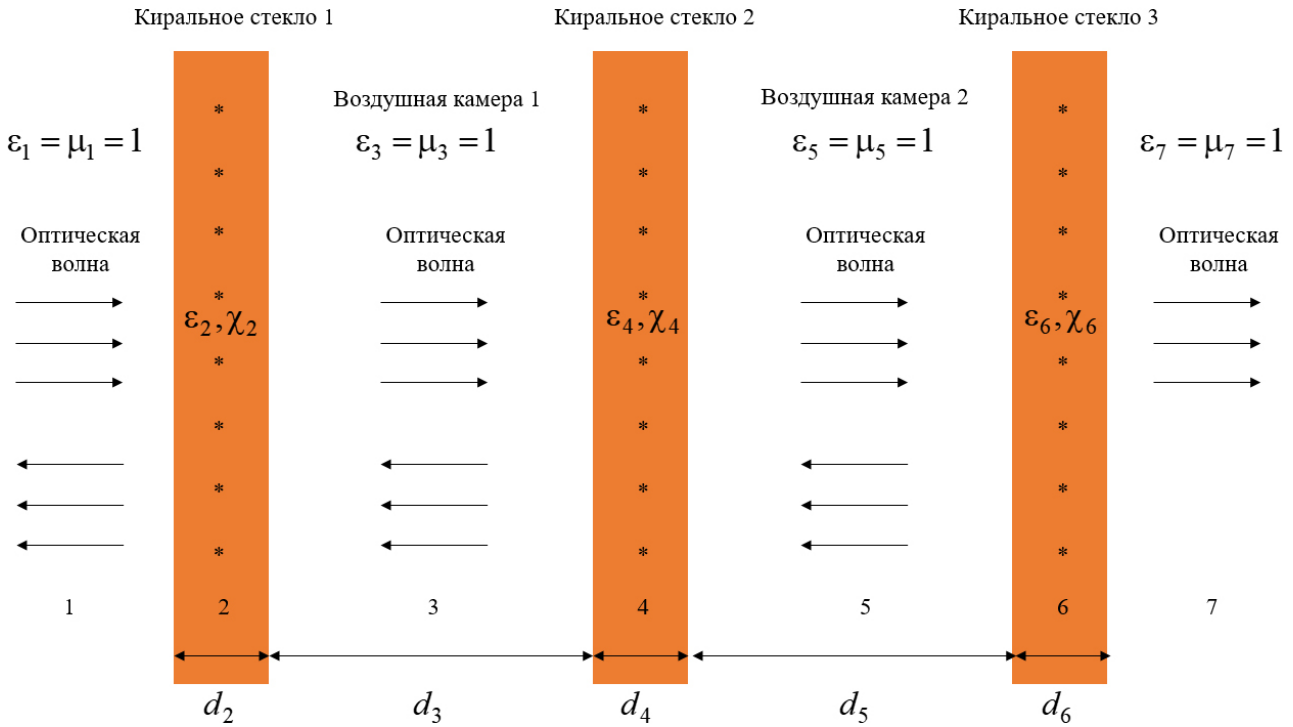


Рис. 1. Планарная киральная структура для концентрации оптической энергии  
Fig. 1. Planar chiral structure for optical energy concentration

Соотношения (2) и (3) образуют дисперсионную модель кирального метаматериала в оптическом диапазоне. При решении задачи будем предполагать, что магнитная проницаемость  $\mu = 1$ .

## 2. Геометрия задачи

Введем понятие кирального стекла. Киральное стекло – это планарный оптический киральный метаматериал, созданный на основе одной из двух технологий:

1. Изменение соотношений концентрации правых и левых форм атомов в естественной оптически активной среде.

2. Использование легирования оптически прозрачной среды примесными зеркально асимметричными атомами другого химического соединения, которое также должно обладать свойством оптической прозрачности.

В работе будет исследован второй вариант реализации кирального стекла.

Рассмотрим использование киральных стекол с целью частотно-селективной концентрации оптической энергии. С целью практического использования результатов возьмем многослойную планарную структуру, состоящую из трех киральных стекол, разделенных двумя воздушными камерами. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Структура состоит из трех киральных стекол 2,

4 и 6, разделенных двумя воздушными камерами 3 и 5. В качестве примеси для кварца в киральных стеклах будем использовать оптически прозрачный ниобат лития. Геометрические и электрофизические параметры слоев 2–6 приведены на рис. 1. Области 1 и 7 представляют вакуум.

Для описания киральных стекол будет использована гетерогенная модель на основе формулы Максвелла Гарнетта [25], согласно которой эффективная относительная диэлектрическая проницаемость зависит от проницаемостей кварца и включений из ниобата лития:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c \frac{1 + 2\alpha\varepsilon_x(\omega)}{1 - \alpha\varepsilon_x(\omega)}; \quad \varepsilon_x(\omega) = \frac{\varepsilon_s(\omega) - \varepsilon_c}{\varepsilon_s(\omega) + 2\varepsilon_c}; \quad (4)$$

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

где  $\varepsilon_c$  – относительная диэлектрическая проницаемость кварца;  $\varepsilon_s$  – относительная диэлектрическая проницаемость ниобата лития;  $\alpha$  – коэффициент, определяющий концентрацию атомов примесного соединения и изменяющийся от 0 до 1.

## 3. Матричный метод решения

Целью решения задачи является нахождения коэффициентов отражения и прохождения в слоях планарной многослойной структуры, показанной

на рис. 1. Для решения задачи будет использован матричный метод решения.

На первом этапе запишем выражения для векторов электромагнитного поля во входной области 1 (откуда падает оптическая волна) и выходной области 7 (куда волна выходит из стеклопакета).

Рассмотрим случай падения волны с s-поляризацией. В этом случае для составляющих векторов напряженностей электромагнитного поля можно записать следующие выражения:

$$E_z^{i,s} = e^{-ik_1(\vec{s}, \vec{r})}; H_x^{i,s} = -\frac{\cos\theta}{\eta^{(1)}} e^{-ik_1(\vec{s}, \vec{r})}, \quad (5)$$

где  $\vec{s} = \{\sin\theta, -\cos\theta\}$  – единичный вектор, определяющий направление распространения падающей волны в области 1;  $\vec{r} = \{x, y\}$  – радиус-вектор точки наблюдения;  $k_1 = k_0\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$  – волновое число для плоской электромагнитной волны в области 1 (диэлектрике);  $k_0$  – волновое число для плоской электромагнитной волны в вакууме;  $\eta^{(1)} = \sqrt{\mu_1/\varepsilon_1}$  – импеданс (характеристическое сопротивление) области 1; индекс «i» относится к падающей волне; индекс «s» показывает тип линейной поляризации падающей волны. На структуру падает электромагнитная волна единичной амплитуды, что учтено в выражениях (5).

Электромагнитное поле отраженной волны будет состоять из основных (входящих в структуру поля падающей волны) тангенциальных составляющих:

$$E_z^{r,s} = r_{ss} e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})}; \quad (6)$$

$$H_x^{r,s} = r_{ss} \frac{\cos\theta}{\eta^{(1)}} e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})},$$

и кросс-поляризованных (ортогональных, входящих в структуру волны с p-поляризацией) тангенциальных составляющих:

$$H_z^{r,p} = r_{sp} e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})}; \quad (7)$$

$$E_x^{r,p} = -r_{sp} \eta^{(1)} \cos\theta e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})},$$

где  $\vec{s}_r = \{\sin\theta, \cos\theta\}$  – единичный вектор, определяющий направление распространения отраженной волны;  $r_{ss}$  – коэффициент отражения основной компоненты;  $r_{sp}$  – коэффициент отражения кросс-поляризованной компоненты. Нижние индексы означают следующее: первый – тип основной компоненты (s – перпендикулярная); второй – тип кросс-поляризованной компоненты (p – параллельная).

Коэффициенты отражения по полю, равные амплитудам отраженных волн, определяются как

$$r_{ss} = \frac{E_{\perp}^r}{E_{\perp}^i}; r_{sp} = \frac{E_{\parallel}^r}{E_{\perp}^i}.$$

При записи выражений (6) и (7) учтен закон отражения:  $\theta = \theta_1$  ( $\theta_1$  – угол отражения волны от области 2 в область 1).

Электромагнитное поле в области 1 (перед структурой) определяется суперпозицией поля падающей волны перпендикулярной поляризации (5) и поля отраженной волны с основными (6) и кросс-поляризованными (7) компонентами:

$$E_z^{(1)} = e^{-ik_1(\vec{s}, \vec{r})} + r_{ss} e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})}; \quad (8)$$

$$H_x^{(1)} = -\frac{\cos\theta}{\eta^{(1)}} e^{-ik_1(\vec{s}, \vec{r})} + r_{ss} \frac{\cos\theta}{\eta^{(1)}} e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})};$$

$$H_z^{(1)} = r_{sp} e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})}, E_x^{(1)} = -r_{sp} \eta^{(1)} \cos\theta e^{-ik_1(\vec{s}_r, \vec{r})}.$$

При решении задачи учитывается явление кросс-поляризации поля волны, отраженной от оптического кирального метаматериала.

Электромагнитное поле прошедшей в область 7 (за структурой) волны будет состоять из основных (входящих в структуру поля падающей волны) составляющих:

$$E_z^{(7)} = t_{ss} e^{-ik_7(\vec{s}_7, \vec{r})}; H_x^{(7)} = -t_{ss} \frac{\cos\theta_7}{\eta^{(7)}} e^{-ik_7(\vec{s}_7, \vec{r})}, \quad (9)$$

и кросс-поляризованных (ортогональных) составляющих:

$$H_z^{(7)} = t_{sp} e^{-ik_7(\vec{s}_7, \vec{r})}; E_x^{(7)} = t_{sp} \eta^{(7)} \cos\theta_7 e^{-ik_7(\vec{s}_7, \vec{r})}, \quad (10)$$

где  $\vec{s}_7 = \{\sin\theta_7, -\cos\theta_7\}$  – единичный вектор, определяющий направление распространения прошедшей в область 7 волны;  $t_{ss}$  – коэффициент прохождения основной компоненты;  $t_{sp}$  – коэффициент прохождения кросс-поляризованной компоненты;  $k_7 = k_0\sqrt{\varepsilon_7\mu_7}$  – волновое число для плоской электромагнитной волны в области 7 (диэлектрике);  $\eta^{(7)} = \sqrt{\mu_7/\varepsilon_7}$  – импеданс (характеристическое сопротивление) области 7;  $\theta_7$  – угол прохождения волны в область 7 из области 6.

Коэффициенты прохождения основной и кросс-поляризованной компоненты по полю определяются следующим образом:

$$T_7 = t_{ss} = \frac{E_{\perp}^{(7)}}{E_{\perp}^i}; t_{sp} = \frac{E_{\parallel}^{(7)}}{E_{\perp}^i}.$$

Таким образом, поле в области под метаматериалом имеет 4 тангенциальные составляющие:

$$E_z^{(7)} = t_{ss} e^{-ik_7(\bar{s}_7, \bar{r})}; \quad H_x^{(7)} = -t_{ss} \frac{\cos \theta_7 e^{-ik_7(\bar{s}_7, \bar{r})}}{\eta^{(7)}}; \quad (11)$$

$$H_z^{(7)} = t_{sp} e^{-ik_7(\bar{s}_7, \bar{r})}; \quad E_x^{(7)} = t_{sp} \eta^{(7)} \cos \theta_7 e^{-ik_7(\bar{s}_7, \bar{r})}.$$

Для решения задачи воспользуемся методом матриц передачи, которая для киральных стекол с номерами  $m = 2, 4, 6$  имеет вид:

$$\tilde{\mathbf{P}}_m(\omega) = [p_{ij}(\omega)] \quad (i = \overline{1; 4}; j = \overline{1; 4}); \quad (12)$$

$$p_{11} = 1; p_{12} = -k_0 d_m \chi_m [1 - \beta_m^2]; p_{13} = 0;$$

$$p_{14} = ik_0 d_m \mu_m [1 + \beta_m^2]; p_{21} = -k_0 d_m \chi_m;$$

$$p_{22} = 1; p_{23} = ik_0 d_m \mu_m; p_{24} = 0;$$

$$p_{31} = 0; p_{32} = -ik_0 d_m \varepsilon_m [1 - \beta_m^2]; p_{33} = 1;$$

$$p_{34} = -k_0 d_m \chi_m [1 - \beta_m^2]; p_{41} = -ik_0 d_m \varepsilon_m;$$

$$p_{42} = 0; p_{43} = -k_0 d_m \chi_m; p_{44} = 1,$$

где

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_{cm} \frac{1 + 2\alpha_m \varepsilon_{xm}(\omega)}{1 - \alpha_m \varepsilon_{xm}(\omega)};$$

$$\varepsilon_{xm}(\omega) = \frac{\varepsilon_{sm}(\omega) - \varepsilon_{cm}}{\varepsilon_{sm}(\omega) + 2\varepsilon_{cm}};$$

$$\varepsilon_{sm}(\omega) = \varepsilon_{cm} + \frac{\Omega_{\varepsilon m} \omega_{0m}^2}{\omega_{0m}^2 - \omega^2 + i\gamma_m \omega};$$

$$\chi_m(\omega) = \frac{\Omega_{\chi m} \omega_{0m} \omega}{\omega_{0m}^2 - \omega^2 + i\gamma_m \omega};$$

$$\beta_m = k_m / (k_0 n_{cm});$$

$$n_{cm}(\omega) = \sqrt{\varepsilon_m(\omega) \mu_m - \chi_m^2(\omega)};$$

$$k_m = k_0 \sqrt{\varepsilon_m \mu_m}; \quad \mu_m = 1, \quad \gamma_m = 0.$$

Здесь  $\varepsilon_{cm}$  – относительная диэлектрическая проницаемость кварца в  $m$ -слое;  $\varepsilon_{sm}$  – относительная диэлектрическая проницаемость области в  $m$ -слое, занятой ниобатом лития;  $\alpha_m$  – объемная концентрация ниобата лития в  $m$ -слое;  $\chi_m$  – относительный параметр киральности  $m$ -слоя;  $d_m$  – толщина  $m$ -слоя;  $\gamma_m$  – частота демпфирования  $m$ -слоя;  $\Omega_{\varepsilon m}$  – «сила» резонанса диэлектрической проницаемости  $m$ -слоя;  $\Omega_{\chi m}$  – «сила» резонанса параметра киральности  $m$ -слоя.

Для случая диэлектрических слоев с номерами  $m = 3, 5$  выражения получаются из (12) при  $\chi_m = \alpha_m = 0$ :

$$\tilde{\mathbf{P}}_m(\omega) = [p_{ij}(\omega)] \quad (i = \overline{1; 4}; j = \overline{1; 4}); \quad (13)$$

$$p_{11} = 1; p_{12} = 0; p_{13} = 0;$$

$$p_{14} = ik_0 d_m \mu_m [1 + \beta_m^2]; p_{21} = 0;$$

$$p_{22} = 1; p_{23} = ik_0 d_m \mu_m; p_{24} = 0;$$

$$p_{31} = 0; p_{32} = -ik_0 d_m \varepsilon_m [1 - \beta_m^2]; p_{33} = 1;$$

$$p_{34} = 0; p_{41} = -ik_0 d_m \varepsilon_m;$$

$$p_{42} = 0; p_{43} = 0; p_{44} = 1,$$

где

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_{cm}; \quad k_m = k_0 \sqrt{\varepsilon_m \mu_m}; \quad \mu_m = 1.$$

Интегральная матрица передачи всей структуры получается путем перемножения всех матриц слоев:

$$\tilde{\mathbf{P}}(\omega) = \prod_{i=2}^6 \tilde{\mathbf{P}}_m(\omega). \quad (14)$$

В результате для случая падения волны s-поляризации с использованием соотношений (5)–(14) получается система линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{bmatrix} E_x^{(7)} \\ E_z^{(7)} \\ H_x^{(7)} \\ H_z^{(7)} \end{bmatrix} = [\tilde{\mathbf{P}}(\omega)]^{-1} \begin{bmatrix} 0 \\ E_z^{i,s} \\ H_x^{i,s} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Аналогично можно записать решение задачи и для случая падения волны p-поляризации:

$$\begin{bmatrix} E_x^{(7)} \\ E_z^{(7)} \\ H_x^{(7)} \\ H_z^{(7)} \end{bmatrix} = [\tilde{\mathbf{P}}(\omega)]^{-1} \begin{bmatrix} E_x^{i,s} \\ 0 \\ 0 \\ H_z^{i,s} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Неизвестные коэффициенты отражения и прохождения основной компоненты волны находятся из выражений:

$$r_{ss} = \frac{E_{\perp}^r}{E_{\perp}^i}; \quad t_{ss} = \frac{E_{\perp}^{(7)}}{E_{\perp}^i} \quad (17)$$

для случая падения оптической волны s-поляризации;

$$r_{pp} = \frac{E_{\parallel}^r}{E_{\parallel}^i}; \quad t_{pp} = \frac{E_{\parallel}^{(7)}}{E_{\parallel}^i} \quad (18)$$

для случая падения оптической волны p-поляризации.



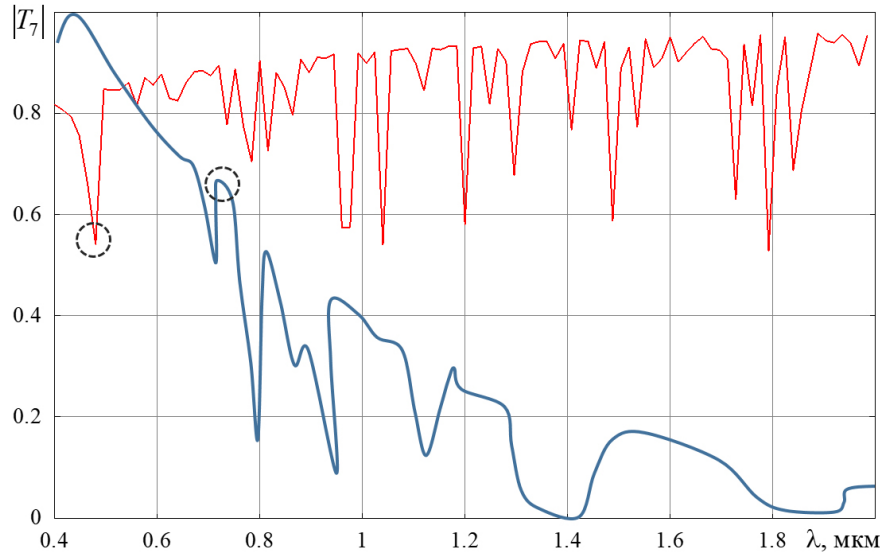


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента прохождения оптической волны от длины волны в области 7  
Fig. 2. Dependence of the transmittance modulus of an optical wave on the wavelength in area 7

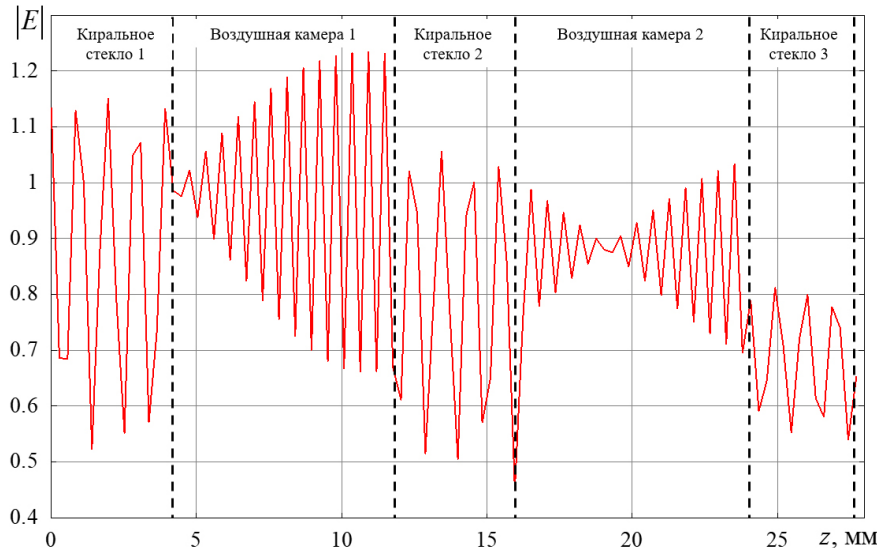


Рис. 3. Распределение модуля напряженности электрического поля оптической волны в продольном направлении на длине волны 0,47 мкм  
Fig. 3. Electric field strength modulus distribution optical wave in the longitudinal direction at a wavelength of 0,47 microns

При численном расчете предполагалось, что на структуру падает волна s-поляризации, то есть  $T_7 = t_{ss}$ .

#### 4. Численное моделирование

В работе был произведен расчет зависимостей модуля коэффициента прохождения оптической волны  $|T_7|$  в область 7 от длины волны.

Параметры расчета: показатели преломления кварца в трех киральных стеклах 2, 4 и 6 равны 1,513; толщина всех трех стекол – 4 мм; толщина двух воздушных камер – 8 мм; показатели преломления двух воздушных камер: 1,0;  $\Omega_{em} = 0,05$ ;  $\Omega_{\chi m} = 0,01$ ;  $\alpha_m = 0,1$ ;  $\gamma_m = 0$  при  $m = 2, 4, 6$ . Резо-

нансная длина волны, связанная с частотой  $\omega_0$  в дисперсионной модели:  $\lambda_0 = 1,2$  мкм. Показатели преломления киральных стекол рассчитывались с использованием модели Максвелла Гарнетта (4).

На рис. 2 показана зависимость модуля коэффициента прохождения оптической волны  $|T_7|$  от длины волны в области 7 (верхняя линия). Как видно из рис. 2, наблюдается ряд резонансных минимумов прохождения оптической волны, что соответствует концентрации энергии внутри многослойной киральной структуры на некоторых дискретных длинах волн спектра солнечного излучения. При этом энергия оптической волны концентрируется внутри многослойной структуры. На этом же рисунке в нормированных пере-

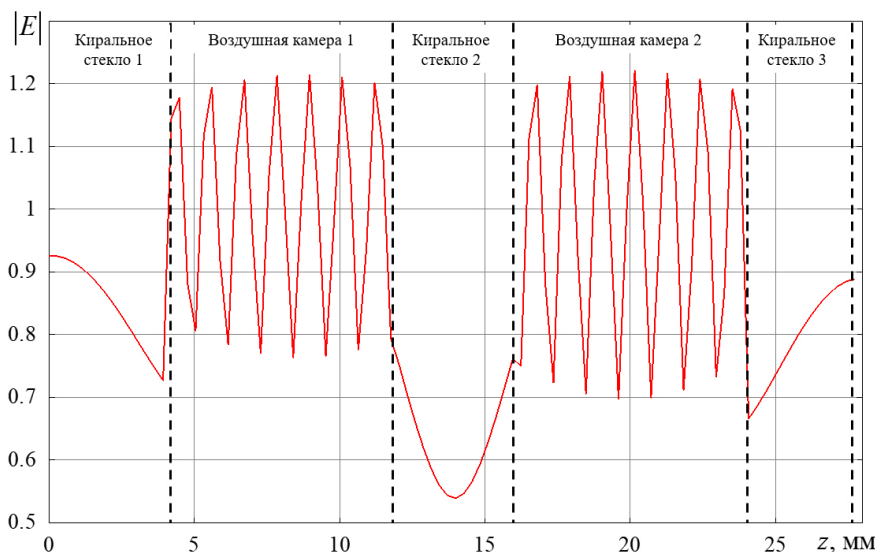


Рис. 4. Распределение модуля напряженности электрического поля оптической волны в продольном направлении на длине волны 0,47 мкм

Fig. 4. Electric field strength modulus distribution optical wave in the longitudinal direction at a wavelength of 0,47 microns

менных приведен спектр солнечного излучения (нижняя линия).

Нас интересует ситуация, когда наблюдается минимум коэффициента прохождения при достаточно большом значении интенсивности солнечного излучения при определенной длине волны. Как видно из рис. 2, на длине волны 0,47 мкм подобная ситуация наблюдается и может быть сконцентрировано 55 % энергии. Причем в этом случае речь идет о концентрации видимого спектра. На длине волны 0,74 мкм концентрация оптической энергии составит около 22 % от падающей энергии.

Рассмотрим распределение модуля напряженности электрического поля оптической волны вдоль продольной оси, перпендикулярной к поверхностям слоев на длинах волн 0,47 и 0,74 мкм.

На рис. 3 приведено распределение модуля напряженности электрического поля оптической волны в продольном направлении на длине волны 0,47 мкм.

На рис. 4 показано распределение модуля напряженности электрического поля оптической волны в продольном направлении на длине волны 0,74 мкм.

Как видно из рис. 3, 4, на длине волны 0,47 мкм оптическая энергия концентрируется преимущественно только в первой воздушной камере, в то время как на длине волны 0,74 мкм энергия концентрируется в обеих камерах равномерно.

Таким образом, для рассматриваемой многослойной киральной метаструктуры на основе киральных кварцевых стекол с 10 %-процентным легированием ниобата лития наиболее эффектив-

ной является частотно-селективная концентрация оптической энергии на длине волны 0,74 мкм: концентрируется по 11 % (от падающей энергии на стеклопакет) оптической энергии в каждой из двух воздушных камер.

Следует заметить (рис. 2), что локальные минимумы модуля коэффициента прохождения наблюдаются и в инфракрасном диапазоне, где также возможна небольшая концентрация оптической энергии.

## Заключение

В работе показано, что киральные стекла позволяют осуществлять частотно-селективную концентрацию энергии видимого и ближней части инфракрасного диапазонов. Сбор сконцентрированной оптической энергии могут выполнять обе воздушные камеры, в том числе на некоторых длинах волн и одновременно. Для концентрации оптической энергии видимого диапазона целесообразно использовать киральные стекла на основе кирального метаматериала с примесями химических соединений, в которых атомы обладают зеркально асимметричной конфигурацией (например, ниобат лития). Единственным требованием к примеси является оптическая прозрачность на используемой длине волны. Также можно заметить, что осуществлять частотно-селективную концентрацию оптической энергии на длинах волн больше 1,2 мкм нецелесообразно в связи с небольшой интенсивностью солнечного излучения, если использовать исследуемую структуру для практического применения.

## Список литературы

1. Capolino F. Theory and Phenomena of Metamaterials. Boca Raton: CRC Press, 2017. 974 p. DOI: <https://doi.org/10.1201/9781420054262>
2. Metamaterials: Physics and Engineering Explorations / ed. by N. Engheta, R.W. Ziolkowski. Hoboken: John Wiley & Sons, 2006. 440 p.
3. Iyer A.K., Alù A., Epstein A. Metamaterials and metasurfaces – Historical context, recent advances, and future directions // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020. Vol. 68, no. 3. P. 1223–1231. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2969732>
4. Zheludev N.I. A roadmap for metamaterials // Optics and Photonics News. 2011. Vol. 22, no. 3. P. 30–35. DOI: <https://doi.org/10.1364/OPN.22.3.000030>
5. Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media / I.V. Lindell [et al.]. London: Artech House, 1994. 291 p.
6. Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V. Time-Harmonic Electromagnetic Fields in Chiral Media. Berlin: Springer, 1989. 121 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/BFb0034453>
7. Caloz C., Sihvola A. Electromagnetic chirality, Part 1: The microscopic perspective [Electromagnetic perspectives] // IEEE Antennas and propagation magazine. 2020. Vol. 62, no. 1. P. 58–71. DOI: <https://doi.org/10.1109/MAP.2019.2955698>
8. 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 // Journal of the Optical Society of America A. 1988. Vol. 5, no. 2. P. 175–184. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.5.000175>
9. 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 // Journal of the Optical Society of America A. 1986. Vol. 3, no. 6. P. 830–837. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.3.000830>
10. Design and creation of metal-polymer absorbing metamaterials using the vacuum-plasma technologies / I. Semchenko [et al.] // Lecture Notes in Networks and Systems Advances in Intelligent Systems and Computing. 2019. Vol. 53. P. 105–112. DOI: [https://doi.org/10.1007/978-3-319-99834-3\\_14](https://doi.org/10.1007/978-3-319-99834-3_14)
11. The development of double-sided nonreflecting absorber of the terahertz waves on the basis of metamaterials / I. Semchenko [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1461, no. 1. P. 012148. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1461/1/012148>
12. A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization / H. Tao [et al.] // Optics Express. 2008. Vol. 16, no. 10. P. 7181–7188. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.16.007181>
13. Introducing dipole-like resonance into magnetic resonance to realize simultaneous drop in transmission and reflection at terahertz frequency / C. Hu [et al.] // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 108, no 5. P. 053103. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3467528>
14. Ra'di Y., Asadchy V., Tretyakov S. Total absorption of electromagnetic waves in ultimately thin layers // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2013. Vol. 61, no. 9. P. 4606–4614. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2013.2271892>
15. Polarization-independent wide-angle triple-band metamaterial absorber / X. Shen [et al.] // Optics Express. 2011. Vol. 19, no. 4. P. 9401–9407. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.19.009401>
16. Разработка математической модели кирального метаматериала на основе цилиндрических спиральных элементов с учетом дисперсии и концентрации / И.Ю. Бучнев [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2023. Т. 26, № 2. С. 36–47. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2023.26.2.36-47>
17. 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. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.3.44-55>
18. Осипов О.В., Юрасов В.И., Почепцов А.О. Киральный метаматериал для частотно селективной концентрации энергии сверхвысокочастотного излучения // Инфокоммуникационные технологии. 2014. Т. 12, № 4. С. 76–82.
19. Patent US 4416262. High ratio microwave energy concentrating collector / W.P. Nieder-meyer; 22.11.1983. URL: <https://patents.google.com/patent/US4416262A/en>
20. Patent US 7763840. Radiant energy collector / A. Anderson; 27.07.2010. URL: <https://patents.google.com/patent/US7763840B2/en>
21. RF energy harvesting design using high Q resonators / T. Urgan [et al.] // 2009 IEEE MTT-S International Microwave Workshop on Wireless Sensing, Local Positioning, and RFID. 2009. P. 1–4. DOI: <https://doi.org/10.1109/IMWS2.2009.5307869>
22. Prudêncio F.R., Silveirinha M.G. Optical isolation of circularly polarized light with a spontaneous magnetoelectric effect // Physical Review A. 2016. Vol. 93, no. 4. P. 043846. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.043846>
23. Hess O., Grig T. Phenomena of Optical Metamaterials. Amsterdam: Elsevier, 2018. 277 p.
24. Zhao R., Koschny T., Soukoulis C.M. Chiral metamaterials: retrieval of the effective parameters with and without substrate // Optics Express. 2010. Vol. 18, no. 14. P. 14553–14567. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.18.014553>
25. Сушко М.Я., Криськив С.К. Метод компактных групп в теории диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // Журнал технической физики. 2009. Т. 79, № 3. С. 97–101. URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/9645>

## Информация об авторах

**Осипов Олег Владимирович**, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой высшей математики Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: электродинамика метаматериалов, антенны и устройства СВЧ, нелинейная оптика.

E-mail: [o.osipov@psuti.ru](mailto:o.osipov@psuti.ru)

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2125-9228>

SPIN-код (eLibrary): 2741-3794



AuthorID (eLibrary): 34872  
ResearcherID (WoS): B-7134-2018

**Панин Дмитрий Николаевич**, кандидат физико-математических наук, заведующий кафедрой теоретических основ радиотехники и связи Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: теория волновых процессов и компьютерное моделирование в радиофизике.

E-mail: d.panin@psuti.ru  
ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-0598-8591>  
SPIN-код (eLibrary): 9999-0844  
AuthorID (eLibrary): 649577  
ResearcherID (WoS): AAT-1882-2020

**Семенов Евгений Сергеевич**, кандидат технических наук, заведующий кафедрой телекоммуникационных систем Волгоградского государственного университета, г. Волгоград, Россия.

Область научных интересов: системы беспроводной связи, OFDM, методы оценок параметров каналов беспроводной связи, помехи в радиоканалах связи.

E-mail: essemenov@mail.ru  
SPIN-код (eLibrary): 2737-9450  
AuthorID (eLibrary): 672026  
ResearcherID (WoS): A-8727-2017

**Цилимбаев Никита Александрович**, аспирант Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: электродинамика метаматериалов, системы беспроводной связи.



E-mail: artes3009@rambler.ru

## Physics of Wave Processes and Radio Systems 2027, vol. 27, no. 3, pp. 99–109

DOI 10.18469/1810-3189.2024.27.3.99-109  
UDC 67.03  
Original Research

Received 1 April 2024  
Accepted 6 May 2024  
Published 30 September 2024

### Transmission of an optical wave through a multilayer structure with dispersive chiral layers

Oleg V. Osipov<sup>1</sup> , Dmitry N. Panin<sup>1</sup> , Evgeny S. Semenov<sup>2</sup>, Nikita A. Tsilimbaev<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics  
23, L. Tolstoy Street,  
Samara, 443010, Russia

<sup>2</sup> Volgograd State University  
100, University Avenue,  
Volgograd, 400062, Russia

**Abstract – Background.** The using of mirror asymmetric chemical compounds for doping quartz makes it possible to metamaterial creation that has the chirality property. In such a compositional structure, unusual effects may arise when interacting with an optical wave. **Aim.** We calculate the transmission and reflection of a linearly polarized optical wave through a multilayer structure consisting of two doped quartz glasses separated by two air gaps. **Methods.** Based on a homogeneous mathematical model of a chiral metamaterial, taking into account the dispersion of the dielectric constant and the chirality parameter based on the matrix method, a system of linear algebraic equations is obtained for the complex reflection and transmission coefficients of an electromagnetic wave of linear polarization. **Results.** An analysis of the frequency and angular characteristics of the modules of the reflection and transmission coefficients was carried out at various values of the quartz doping level. It is theoretically predicted that at some wavelengths, most of the incident optical energy can be concentrated in the air gaps of the multilayer structure. **Conclusion.** The data obtained as a result of calculations can be used in the development of planar structures for frequency-selective concentration of energy in the visible and infrared spectrum based on quartz glasses doped with chiral chemical compounds.

**Keywords –** metamaterial; electromagnetic wave; mathematical model; chiral metamaterial; reflection coefficient; transmission coefficient; energy concentration; dispersion.

✉ o.osipov@psuti.ru (Oleg V. Osipov)

 © Oleg V. Osipov et al., 2024

### References

1. F. Capolino, *Theory and Phenomena of Metamaterials*. Boca Raton: CRC Press, 2017, doi: <https://doi.org/10.1201/9781420054262>.
2. N. Engheta and R. W. Ziolkowski, Eds. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*. Hoboken: John Wiley & Sons, 2006.

3. A. K. Iyer, A. Alù, and A. Epstein, "Metamaterials and metasurfaces – Historical context, recent advances, and future directions," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 68, no. 3, pp. 1223–1231, 2020, doi: <https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2969732>.
4. N. I. Zheludev, "A roadmap for metamaterials," *Optics and Photonics News*, vol. 22, no. 3, pp. 30–35, 2011, doi: <https://doi.org/10.1364/OPN.22.3.000030>.
5. I. V. Lindell et al., *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media*. London: Artech House, 1994.
6. A. Lakhtakia, V. K. Varadan, and V. V. Varadan, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields in Chiral Media*. Berlin: Springer, 1989, doi: <https://doi.org/10.1007/BFb0034453>.
7. C. Caloz and A. Sihvola, "Electromagnetic chirality, Part 1: The microscopic perspective [Electromagnetic perspectives]," *IEEE Antennas and propagation magazine*, vol. 62, no. 1, pp. 58–71, 2020, doi: <https://doi.org/10.1109/MAP.2019.2955698>.
8. A. Lakhtakia, V. V. Varadan, and V. K. Varadan, "Field equations, Huygens's principle, integral equations, and theorems for radiation and scattering of electromagnetic waves in isotropic chiral media," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 5, no. 2, pp. 175–184, 1988, doi: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.5.000175>.
9. M. P. Silverman, "Reflection and refraction at the surface of a chiral medium: comparison of gyrotropic constitutive relations invariant or noninvariant under a duality transformation," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 3, no. 6, pp. 830–837, 1986, doi: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.3.000830>.
10. I. Semchenko et al., "Design and creation of metal-polymer absorbing metamaterials using the vacuum-plasma technologies," *Lecture Notes in Networks and Systems Advances in Intelligent Systems and Computing*, vol. 53, pp. 105–112, 2019, doi: [https://doi.org/10.1007/978-3-319-99834-3\\_14](https://doi.org/10.1007/978-3-319-99834-3_14).
11. I. Semchenko et al., "The development of double-sided nonreflecting absorber of the terahertz waves on the basis of metamaterials," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1461, no. 1, p. 012148, 2020, doi: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1461/1/012148>.
12. H. Tao et al., "A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization," *Optics Express*, vol. 16, no. 10, pp. 7181–7188, 2008, doi: <https://doi.org/10.1364/OE.16.007181>.
13. C. Hu et al., "Introducing dipole-like resonance into magnetic resonance to realize simultaneous drop in transmission and reflection at terahertz frequency," *Journal of Applied Physics*, vol. 108, no. 5, p. 053103, 2010, doi: <https://doi.org/10.1063/1.3467528>.
14. Y. Ra'di, V. Asadchy, and S. Tretyakov, "Total absorption of electromagnetic waves in ultimately thin layers," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 9, pp. 4606–4614, 2013, doi: <https://doi.org/10.1109/TAP.2013.2271892>.
15. X. Shen et al., "Polarization-independent wide-angle triple-band metamaterial absorber," *Optics Express*, vol. 19, no. 4, pp. 9401–9407, 2011, doi: <https://doi.org/10.1364/OE.19.009401>.
16. I. Yu. Buchnev et al., "Development of a mathematical model of a chiral metamaterial based on a cylindrical helical elements accounting for the dispersion and concentration of elements," *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 26, no. 2, pp. 36–47, 2023, doi: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2023.26.2.36-47>. (In Russ.)
17. M. V. Aralkin, A. N. Dement'ev, and O. V. Osipov, "Study of electromagnetic characteristics of planar chiral metastructures based on composite spiral components taking into account the heterogeneous Bruggeman model," *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 23, no. 3, pp. 44–55, 2020, doi: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.3.44-55>. (In Russ.)
18. O. V. Osipov, V. I. Yurasov, and A. O. Pocheptsov, "Chiral metamaterial for frequency selective energy concentration of microwave radiation," *Infokommunikacionnye tehnologii*, vol. 12, no. 4, pp. 76–82, 2014. (In Russ.)
19. W. P. Nieder-meyer, "High ratio microwave energy concentrating collector," U.S. Patent 4416262, Nov. 22, 1983, url: <https://patents.google.com/patent/US4416262A/en>.
20. A. Anderson, "Radiant energy collector," U.S. Patent 7763840, Jul. 27, 2010, url: <https://patents.google.com/patent/US7763840B2/en>.
21. T. Urgan et al., "RF energy harvesting design using high Q resonators," *2009 IEEE MTT-S International Microwave Workshop on Wireless Sensing, Local Positioning, and RFID*, pp. 1–4, 2009, doi: <https://doi.org/10.1109/IMWS2.2009.5307869>.
22. F. R. Prudêncio and M. G. Silveirinha, "Optical isolation of circularly polarized light with a spontaneous magnetoelectric effect," *Physical Review A*, vol. 93, no. 4, p. 043846, 2016, doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.043846>.
23. O. Hess and T. Grig, *Phenomena of Optical Metamaterials*. Amsterdam: Elsevier, 2018.
24. R. Zhao, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Chiral metamaterials: retrieval of the effective parameters with and without substrate," *Optics Express*, vol. 18, no. 14, pp. 14553–14567, 2010, doi: <https://doi.org/10.1364/OE.18.014553>.
25. M. Ya. Sushko and S. K. Kris'kiv, "The compact group method in the theory of dielectric constant of heterogeneous systems," *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, vol. 79, no. 3, pp. 97–101, 2009, url: <https://journals.ioffe.ru/articles/9645>. (In Russ.)

## Information about the Authors

**Oleg V. Osipov**, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, head of the Department of Higher Mathematics, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

*Research interests:* electrodynamics of metamaterials, antennas and microwave devices, nonlinear optics.

*E-mail:* [o.osipov@psuti.ru](mailto:o.osipov@psuti.ru)

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0002-2125-9228>

*SPIN-code (eLibrary):* 2741-3794

*AuthorID (eLibrary):* 34872

*ResearcherID (WoS):* B-7134-2018

**Dmitry N. Panin**, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, head of the Department of Theoretical Foundations of Radio Engineering and Communication, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

*Research interests:* theory of wave processes and computer modeling in radiophysics.

*E-mail:* d.panin@psuti.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0003-0598-8591>

*SPIN-code (eLibrary):* 9999-0844

*AuthorID (eLibrary):* 649577

*ResearcherID (WoS):* AAT-1882-2020

**Evgeny S. Semenov**, Candidate of Technical Sciences, head of the Department of Telecommunication Systems, Volgograd State University, Volgograd, Russia.

*Research interests:* wireless communication systems, OFDM, methods for estimating parameters of wireless communication channels, interference in radio communication channels.

*E-mail:* essemenov@mail.ru

*SPIN-code (eLibrary):* 2737-9450

*AuthorID (eLibrary):* 672026

*ResearcherID (WoS):* A-8727-2017

**Nikita A. Tsilimbaev**, graduate student of Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

*Research interests:* electrodynamics of metamaterials, wireless communication systems.

*E-mail:* artes3009@rambler.ru