

Поперечный магнитооптический эффект Керра в трехпериодических бигиротропных фотонных кристаллах

© И.А. Глухов^{1,2,3}, И.С. Паняев^{1,2,¶}, Д.Г. Санников^{1,2}, Ю.С. Дадоев⁴, Н.Н. Дадоев¹

¹ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Россия

² Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

³ Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск, Россия

⁴ École Nationale d'Ingénieurs de Brest, IRDL, UMR CNRS 6027, Brest, F-29000, France

¶e-mail: panyayev.ivan@rambler.ru

Поступила в Редакцию 25.04.2024 г.

В окончательной редакции 25.04.2024 г.

Принята к публикации 20.05.2024 г.

Рассмотрены одномерные трехпериодические фотонно-кристаллические структуры на основе диэлектриков (SiO_2 , TiO_2) и ферритов-гранатов (YIG , Bi:YIG), образующих сверхъячейки вида $[(ab)^N(cd)^M]^K$. С помощью метода матриц 4×4 исследованы частотно-угловые спектры плоских электромагнитных волн ортогональных поляризаций, проведен сравнительный анализ запрещенных фотонных зон для немагнитных, магнитных фотонных кристаллов и их комбинаций. Исследован поперечный (экваториальный) магнитооптический эффект Керра, возникающий при 180° -перемагничивании рассматриваемых структур. Обсуждается прикладной аспект использования результатов для создания магнитоактивных оптоэлектронных компонентов и устройств нанофотоники, работающих в инфракрасном диапазоне.

Ключевые слова: поперечный магнитооптический эффект Керра, запрещенная фотонная зона, фотонные кристаллы.

DOI: 10.61011/OS.2024.05.58464.6401-24

1. Введение

Фотонные кристаллы (ФК) — искусственно созданные периодические структуры, период которых порядка длины волны электромагнитного излучения. На протяжении нескольких десятков лет ФК являются объектами интенсивных исследований и находят широкое применение в таких областях как оптоэлектроника, спинтроника, фотоника, благодаря их уникальным физическим характеристикам [1–5]. Характерной особенностью ФК является наличие запрещенных фотонных зон (ЗФЗ) — интервалов частот (длин волн), на которых распространение электромагнитного излучения внутри структуры невозможно. Простейшим примером ФК является одномерная (1D) двухкомпонентная периодическая система, в которой чередующиеся слои разных материалов a и b повторяются N раз, образуя конечную структуру $(ab)^N$.

Нарушение периодичности ФК приводит к возникновению внутри ЗФЗ узких полос пропускания — внутризонных дефектных мод, что позволяет использовать ФК в качестве узкополосных частотных фильтров и сенсоров. Особый интерес представляют собой ФК со сложной структурой элементарной ячейки на основе трех и большего числа различных материалов, образующих внутри нее периодические подсистемы. Такие ФК обладают модифицированной структурой ЗФЗ, в кото-

рых могут присутствовать в различных вариациях как наборы узких пиков, так и полосы пропускания [6–10]. Преимуществами таких структур по сравнению с „классическими“ 1D ФК является возможность более легкой настройки ЗФЗ на заданные частотные диапазоны, а также наличие более узких по частоте внутризонных мод и т.д.

Фотонно-кристаллические структуры с двумя периодами, в которых внутренний блок $(ab)^N$ находится внутри элементарной ячейки $[(ab)^Nc]$, повторяющийся M раз, рассматривались как фотонно-магнитные кристаллы [11–15], и как фотонные гиперкристаллы [16–19]. В работе [20] исследованы внутризонные моды в спектрах пропускания трехкомпонентной (тройной, ternary) ФК вида $(abc)^N$ в ближнем ИК диапазоне. В работе [21] в качестве датчика температуры предложена трехкомпонентная ФК-структура на основе „Si/полимер/SiO₂“. Принцип действия предлагаемого устройства основан на красном смещении пика пропускания при повышении температуры за счет влияния термооптического эффекта и теплового расширения полимера. Аналогичный принцип работы имеет трехкомпонентный ФК, содержащий сверхпроводник [22]. В биосенсорах на основе 1D ФК может быть достигнуто более чем двукратное улучшение объемной и поверхностной чувствительности по сравнению с обычными микрозеркальными датчика-

ми [23]. Трехкомпонентные 1D ФК могут использоваться в высокочувствительных рефрактометрических датчиках дефектных мод [24].

При использовании функциональных материалов, т.е. сред, свойствами которых можно управлять с помощью внешних источников (электрическое и магнитное поля, давление, температура и т.д.), появляются дополнительные возможности для настройки оптических характеристик элементов ФК-структур. Одним из классов таких структур, широко и успешно используемых в течение последних двух десятилетий, являются структуры на основе магнитных сред. Интерес к магнитооптическим (МО) материалам оправдан наличием эффектов, которые изменяют состояние поляризации и/или интенсивность взаимодействующих с ними электромагнитных волн (ЭМВ), что используется в различных фотонных устройствах (переключатели, оптические изоляторы, фазовращатели и др.). В зависимости от взаимной ориентации волнового вектора ЭМВ при отражении от МО структуры и направления вектора намагниченности, различают полярный, параллельный (меридиональный) и поперечный (экваториальный) МО эффекты Керра. Так, поперечный МО эффект Керра приводит к изменению интенсивности света, отраженного от магнитного материала при перемагничивании. Поэтому он широко используется для исследования магнитных свойств сред, определения параметров ультратонких ферромагнитных пленок [25], а также может применяться в устройствах хранения данных [26]. Этот эффект также может возникать в магнитоплазменных структурах [27] и, кроме МО свойств материала, может зависеть от других факторов. Например, деформации несоответствия, возникающие вблизи геометрической границы раздела пленки магнитного диэлектрика — железо-иттриевого граната (yttrium-iron garnet, YIG) $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, эпитаксиально выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната, могут вызывать значительный поперечный МО эффект Керра, который в отсутствие напряжений пренебрежимо мал [28].

К настоящему моменту имеется большое количество работ по ФК с включением магнитных бигиротропных гранатов и их разновидностей, в частности, висмут-замещенного YIG (Bi:YIG), церий-замещенного YIG (Ce:YIG) и т.д. [29,30]. Распространение света в МО структурах, содержащих пленки Bi:YIG и кварца SiO_2 , уложенных в виде стопок со случайным распределением, анализировались методом матрицы переноса в работе [31]. В работах [11–15] рассматривались фотонно-магнитные кристаллы — бипериодические магнитные ФК, функционирующие одновременно для электромагнитных волн и для спиновых волн, однако исследования МО эффектов не проводились, за исключением [15], где исследованы особенности фарадеевского вращения этих структур.

В настоящей работе теоретически исследуются трехпериодические 1D ФК вида $[(ab)^N(cd)^M]^K$, состоящие из диэлектриков (SiO_2 , TiO_2) и бигиротропных ферритов-гранатов (YIG, Bi:YIG). Мы рассматриваем частотно-

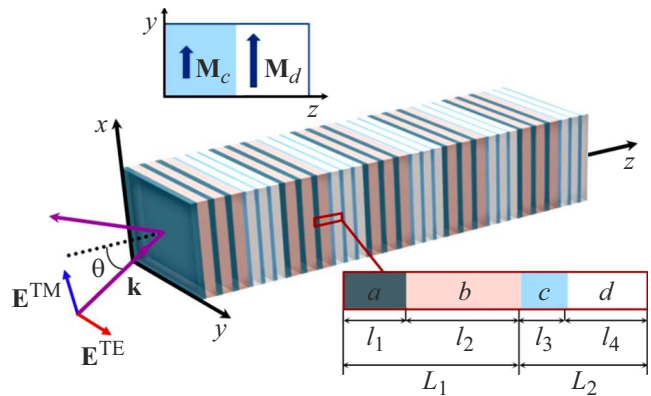


Рис. 1. Схема трехпериодической магнитооптической ФК-структуры $[(ab)^N(cd)^M]^K$ для $N = 3$, $M = 3$ и $K = 5$. На верхней вставке стрелками показаны векторы намагниченности $\mathbf{M}_c$ и $\mathbf{M}_d$ магнитных слоев, на нижней вставке — толщины слоев a, b, c, d , составляющих ФК.

угловые спектры ЭМВ для ФК заданного вида, оптимальные сочетания слоев и их толщин для настройки ЗФЗ, а также обсуждаем перспективы применения поперечного МО эффекта Керра для разработки современных нанофотонных устройств.

2. Постановка задачи

Рассмотрим трехпериодический ФК вида $[(ab)^N(cd)^M]^K$ (рис. 1), образованный повторением сверхячейки K раз. Сверхячейка представляет собой комбинацию двух многослойных структур $(ab)^N$ и $(cd)^M$, состоящих из разных материалов a, b, c, d . Толщины подъячеек (ab) и (cd) обозначены как $L_1 = l_a + l_b$ и $L_2 = l_c + l_d$, а толщина сверхячейки (сверхпериод) равна $L_3 = NL_1 + ML_2$, так что общая толщина структуры равна KL_3 . Слои ФК расположены параллельно плоскости (xy). При этом предполагается, что продольные размеры ФК (по осям x и y) достаточно велики, так что граничными эффектами в этих направлениях можно пренебречь. Толщины слоев в подъячейках (ab) и (cd) выбираются в соответствии с условием Брэгга: $n_{a,b}l_{a,b} = \lambda_{01}/4$ и $n_{c,d}l_{c,d} = \lambda_{02}/4$, где λ_{01} и λ_{02} — брэгговские длины волн подъячеек (ab) и (cd) соответственно, $n_{a,b,c,d}$ — показатели преломления слоев на соответствующей брэгговской длине волны.

Плоская ЭМВ ТЕ- или ТМ-поляризации с угловой частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ падает на поверхность ФК из входной среды под углом θ так, что плоскостью падения является плоскость (xz). Подъячейки ФК могут быть сформированы из четырех слоев a, b, c, d различными способами. Однако в дальнейшем ограничимся случаем, когда первая ячейка (ab) состоит из диэлектрических немагнитных слоев SiO_2 и TiO_2 , а вторая ячейка (cd) — из бигиротропных слоев YIG и Bi:YIG.

Все выбранные материалы прозрачны в ближнем ИК диапазоне длин волн и характеризуются вещественными значениями диэлектрических проницаемостей ε_j (здесь $j = in, a, b, c, d, out$, причем входная и выходная среды (воздух) обозначены как in и out). Такой выбор материалов, как будет показано ниже, позволяет нам получить достаточно широкую ЗФЗ с системой узких внутризонных пиков пропускания [6].

Будем рассматривать поперечную МО конфигурацию, в которой постоянное намагничивающее поле приложено вдоль (или против) оси y , а слои YIG и Bi:YIG имеют значения намагниченностей насыщения $|\mathbf{M}_c|$ и $|\mathbf{M}_d|$ соответственно. С учетом слагаемых первого порядка малости по компонентам вектора намагниченности тензоры диэлектрической проницаемости и магнитной восприимчивости имеют следующий вид [26]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & i\varepsilon' \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ -i\varepsilon' & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & 0 & i\mu' \\ 0 & \mu & 0 \\ -i\mu' & 0 & \mu \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Отметим, что недиагональные компоненты тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ являются магнитоиндуцированными и отвечают за бигиротропные свойства выбранных ферритов-гранатов.

3. Теория

Компоненты волновых полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ падающей плоской ЭМВ с частотой ω пропорциональны $\exp[i(\omega t - k_x x - k_z z)]$, где $k_x = k_0 \sin \theta$ (константа распространения) и $k_z = k_0 \cos \theta$ — проекции волнового вектора на оси x и z соответственно, $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число ЭМВ в вакууме. Поперечная намагниченность магнитоактивных слоев и однородность волновых полей вдоль оси y приводит к разделению собственных ЭМВ на ТЕ- и ТМ-моды с составляющими волновых полей $\{H_x, E_y, H_z\}$ и $\{E_x, H_y, E_z\}$.

Для ТЕ-мод тангенциальная компонента электрического поля E_y в j -й среде

$$E_{yj}(z) = F_j \exp(-ik_z j z) + B_j \exp(ik_z j z), \quad (2)$$

где F_j и B_j — амплитуды „прямой“ и „обратной“ волн, распространяющихся вдоль и против оси z (принимая во внимание выбранную нами зависимость поля ЭМВ от времени $\exp(i\omega t)$), $k_{zj} = k_0 \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - k_x^2}$ — z -компоненты волновых векторов, одинаковые для ТЕ- и ТМ-мод в изотропной среде.

Тангенциальная компонента магнитного поля H_x ТЕ-моды имеет следующий вид:

$$H_{xj}(z) = [\gamma_{\mu j}^- F_j \exp(-ik_z j z) + \gamma_{\mu j}^+ B_j \exp(ik_z j z)], \quad (3)$$

где $\gamma_{\mu j} = k_{zj}/k_0 \mu_j$ при j , соответствующих TiO_2 и SiO_2 , и

$$\gamma_{\mu j}^{\pm} = \pm \frac{\mu_j k_{zj} + i\mu_j' k_x}{k_0(\mu_j^2 - \mu_j'^2)}$$

для Bi:YIG и YIG. В выходной среде отраженная волна отсутствует, поэтому $B_{out} = 0$ в отличие от входной среды, где соответствующий коэффициент $B_{in} \neq 0$. Для ТМ-мод тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей $E_{xj}(z)$ и $H_{yj}(z)$ имеют вид, аналогичный выражениям (2) и (3) с амплитудами полей $\tilde{F}_j$ и $\tilde{B}_j$ и при замене коэффициентов $\gamma_{\mu j}$ и $\gamma_{\mu j}^{\pm}$ на соответствующие выражения $\gamma_{\varepsilon j} = k_{zj}/k_0 \varepsilon_j$ и

$$\gamma_{\varepsilon j}^{\pm} = \pm \frac{\varepsilon_j k_{zj} + i\varepsilon_j' k_x}{k_0(\varepsilon_j^2 - \varepsilon_j'^2)}.$$

Для получения коэффициентов пропускания (отражения) электромагнитных мод использован стандартный метод матрицы переноса размерности (4×4) [32]. Для удобства записи уравнений непрерывности тангенциальных компонент волновых полей (E_x, E_y, H_x, H_y) на границах раздела всех сред введен вектор-столбец амплитуд полей $\Psi_j = (F_j B_j \tilde{F}_j \tilde{B}_j)^T$ (здесь T — операция транспонирования). Последовательное исключение амплитуд полей на внутренних границах ФК дает переход к системе четырех алгебраических уравнений, связывающих поля в воздухе на противоположных сторонах ФК, которая может быть записана в следующем виде:

$$\Psi_{out}(KL_3) = \hat{E}_{out}^{-1}(KL_3) \hat{S}_{out,a} \hat{G}_{a,in} \Psi_{in}. \quad (4)$$

Здесь $\hat{G}$ — матрица переноса размерности (4×4) для сверхъязычки:

$$\hat{G} = \hat{S}_{ac} \hat{T}_{cd}^M \hat{S}_{ca} \hat{T}_{ab}^N. \quad (5)$$

Здесь $\hat{T}$ — матрицы переноса для подъячеек (ab) и (cd), которые задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \hat{T}_{ab} &= \hat{S}_{ab} \hat{E}_b(l_b) \hat{S}_{ba} \hat{E}_a(l_a), \\ \hat{T}_{cd} &= \hat{S}_{cd} \hat{E}_d(l_d) \hat{S}_{dc} \hat{E}_c(l_c), \end{aligned} \quad (6)$$

где матрицы $S_{ij} = \hat{A}_i^{-1} \hat{A}_j$, связывающие амплитуды волновых полей на границе между слоями i и j , имеют квазидиагональную форму

$$\hat{A}_j = \begin{bmatrix} \hat{A}_j^{(TE)} & \hat{O} \\ \hat{O} & \hat{A}_j^{(TM)} \end{bmatrix}.$$

Матрицы $\hat{O}$ представляют собой нулевые матрицы (2×2) , а матрицы коэффициентов $\hat{A}_j^{(TE)} \hat{A}_j^{(TM)}$ для ТЕ-, ТМ-мод имеют вид

$$\hat{A}_j^{(TE)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_{\mu j} & -\gamma_{\mu j} \end{bmatrix}, \quad \hat{A}_j^{(TM)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_{\varepsilon j} & -\gamma_{\varepsilon j} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Диагональные матрицы в уравнениях (6)

$$\begin{aligned} \hat{E}_j(l_j) &= \text{diag}[\exp(-ik_{zj} l_j), \exp(ik_{zj} l_j), \\ &\quad \exp(-ik_{zj} l_j), \exp(ik_{zj} l_j)] \end{aligned} \quad (8)$$

характеризуют набег фазы внутри слоя j толщиной l_j . Более детальное описание метода матриц переноса

Значения диэлектрической и магнитной проницаемостей материалов (параметры формулы (1))

Материальный параметр	Материал			
	TiO ₂	SiO ₂	YIG	Bi:YIG
ε	$\varepsilon_{\text{TiO}_2}(\lambda)$, [35]	$\varepsilon_{\text{SiO}_2}(\lambda)$, [36]	$\varepsilon_{\text{YIG}}(\lambda)$, [37]	5.76 [38], [39]*
ε'	0	0	$-2.47 \cdot 10^{-4}$ ($\lambda = 1.152 \mu\text{m}$, [40])	0.005 [38]
μ	1	1	1	1
μ'	0	0	$8.76 \cdot 10^{-5}$ ($\lambda = 1.152 \mu\text{m}$, [40])	$1.65 \cdot 10^{-5}$ [41], [42]

Примечание. * Выбранный показатель преломления для Bi:YIG близок к табличному, например, для образцов $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($n = 2.33$), и сильно зависит от процентного содержания висмута.

можно найти, например, в работе [32]. Коэффициенты пропускания $T^{(\text{TE})}$ и $T^{(\text{TM})}$ и отражения $R^{(\text{TE})}$ и $R^{(\text{TM})}$ определяются следующим образом:

$$T^{(\text{TE})} = |F_{\text{out}}|^2 / |F_{\text{in}}|^2, \quad T^{(\text{TM})} = |\tilde{F}_{\text{out}}|^2 / |\tilde{F}_{\text{in}}|^2, \quad (9)$$

причем в отсутствие поглощения

$$R^{(\text{TE}),(\text{TM})} = 1 - T^{(\text{TE}),(\text{TM})}. \quad (10)$$

Значение поперечного МО эффекта Керра может определяться по-разному, например, по аналогии с оптическим контрастом [33,34]. В данной работе мы определяем параметр поперечного МО эффекта Керра как

$$\delta = \frac{R^+ - R^-}{R^+ + R^-}, \quad (11)$$

где $R^\pm$ — энергетический коэффициент отражения для ФК, магнитные слои которого намагничены вдоль оси y („+“) и против оси y („–“), соответственно.

4. Численный анализ и обсуждение

Будем считать, что энергия ЭМВ, падающей на ФК, не слишком велика, что позволяет не учитывать нелинейные эффекты, которые могут возникнуть в структуре при больших интенсивностях. Значения диэлектрических и магнитных проницаемостей материалов приведены в таблице. Поскольку частотная дисперсия материальных параметров системы влияет на ее оптический отклик, мы принимаем во внимание дисперсию диэлектрических проницаемостей. Для слоев Bi:YIG недиагональная составляющая тензора диэлектрической проницаемости может быть определена таким образом: $\varepsilon' \approx 2\theta_F n_{\text{Bi:YIG}}/k_0$, где θ_F — угол удельного фарадеевского вращения, а $n_{\text{Bi:YIG}}$ — эффективный показатель преломления. Следует отметить, что мы пренебрегаем незначительной частотной дисперсией недиагональных элементов тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей материалов.

4.1. Спектры отражения

Описанный в разд. 3 теоретический метод применен для расчетов частотных зависимостей коэффициентов отражения ЭМВ для трехпериодической ФК структуры в области первой ЗФЗ. Следует отметить, что спектры ФК сильно зависят от материалов слоев и их сочетания, что было исследовано в нашей работе [6]. В качестве трехпериодического ФК выбрана структура $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^N(\text{YIG}/\text{Bi:YIG})^M]^K$, в которой первая (немагнитная) пара материалов ($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) отличается значительно большим оптическим контрастом по сравнению со второй (магнитной) парой ($\text{YIG}/\text{Bi:YIG}$). Таким образом, первым слоем, на который падает ЭМВ, является слой SiO_2 .

Вначале имеет смысл провести сравнение спектров отражения простых однопериодических ФК $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^{NK}$ и $(\text{YIG}/\text{Bi:YIG})^{MK}$, составляющих сложную систему, и результирующего трехпериодического четырехкомпонентного ФК на их основе.

На рис. 2 представлены частотно-угловые зависимости спектров отражения для ТЕ- и ТМ-мод (левый и правый столбцы, соответственно) в ФК с числом слоев $N = 3$, $M = 10$, $K = 3$. Числа периодов N , M и сверхпериодов K выбраны так, чтобы обеспечить формирование выраженных ЗФЗ с четкими краями для каждого однопериодического ФК. В первом и втором рядах представлены спектры однопериодических ФК: диэлектрического $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)]^{NK}$ и бигиротропного $[(\text{YIG}/\text{Bi:YIG})]^{MK}$ соответственно, а в третьем ряду приведены спектры четырехкомпонентного ФК $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^N(\text{YIG}/\text{Bi:YIG})^M]^K$. В работе [6] было показано, что характер спектров пропускания (положение, ширина и четкость границ ЗФЗ и внутризонных мод) трехпериодических ФК существенно зависит от настройки брэгговской длины волны для каждой из подъячеек (немагнитной и магнитной), т. е. от λ_{01} и λ_{02} . Здесь толщины слоев подобраны так, что четвертьволновое условие выполняется для $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1.55 \mu\text{m}$. При этом для диэлектрического ФК четкая ЗФЗ формируется при меньшем количестве слоев (т. е. $NK = 9$), чем для бигиротропного ФК ($MK = 30$) из-за более низкого оптического контраста слоев $\text{YIG}/\text{Bi:YIG}$.

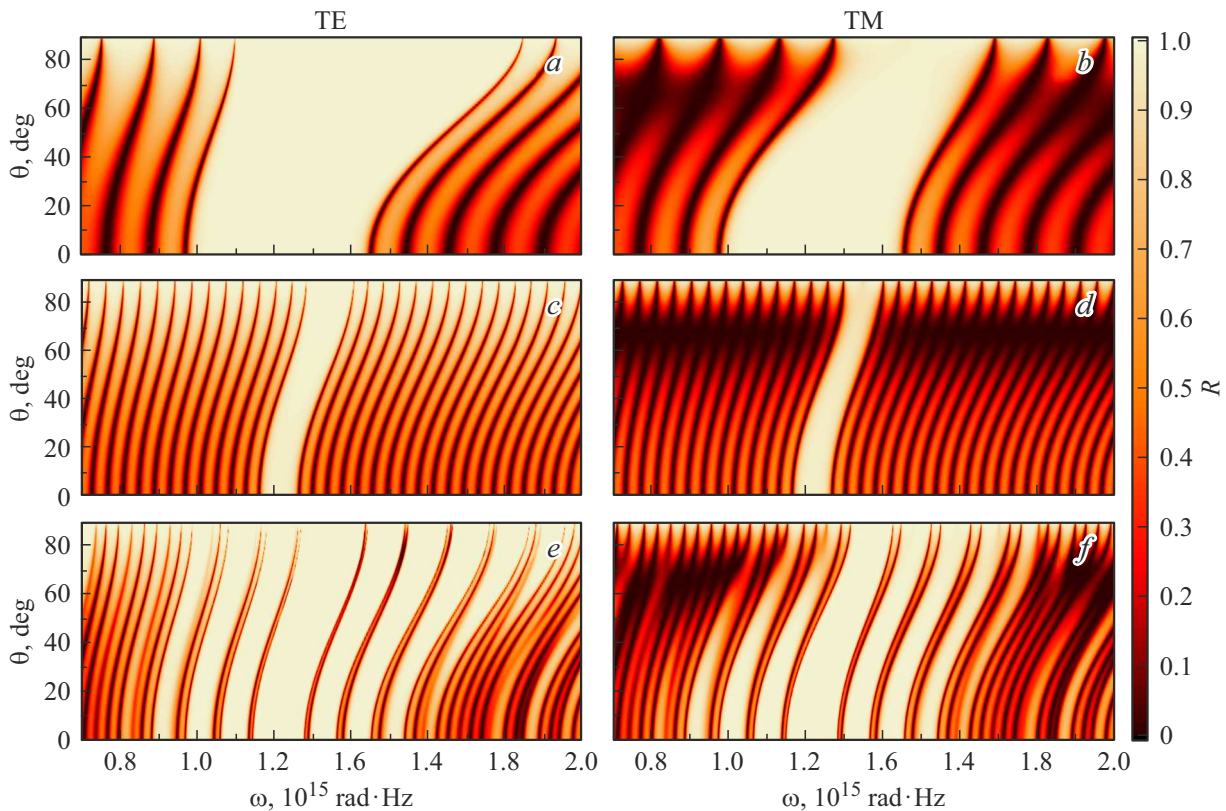


Рис. 2. Спектры отражения $R^{\text{TE, TM}}(\omega, \theta)$ для ТМ- и ТЕ-мод (левый и правый столбцы соответственно) для ФК с $N = 3$, $M = 10$, $K = 3$: (a, b) немагнитный ФК $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^N]^K$; (c, d) магнитный ФК $[(\text{YIG}/\text{Bi}:\text{YIG})^M]^K$; (e, f) трехпериодическая магнитная ФК структура $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^N(\text{YIG}/\text{Bi}:\text{YIG})^M]^K$. Слои YIG, Bi:YIG намагничены вдоль оси u . Брэгговские длины волн для немагнитной и магнитной ячеек равны $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1.55 \mu\text{m}$.

Обсудим сначала спектральные характеристики, присущие всем исследованным структурам. Светлые области спектров соответствуют ЗФЗ, т.е. полосам отражения, а темные — полосам пропускания или внутризонным модам. При нормальном падении ЭМВ ($\theta = 0$) спектры волн ТЕ- и ТМ-поляризаций совпадают, т.е. имеет место вырождение. При наклонном падении ЭМВ ($\theta \neq 0$) вырождение ТЕ- и ТМ-мод исчезает, так как оптические пути лучей, соответствующие модам обеих поляризаций, становятся различными. Увеличение угла падения приводит к сдвигу границ ЗФЗ и полос пропускания в сторону более высоких частот, а также к небольшому уширению ЗФЗ для ТЕ-мод и сужению ЗФЗ для ТМ-мод. Соответственно с увеличением θ полосы пропускания ТЕ-мод сужаются, в то время как полосы пропускания ТМ-мод уширяются.

При этом ЗФЗ диэлектрического ФК $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^9$ примерно в 4 раза шире ЗФЗ бигиротропного ФК $(\text{YIG}/\text{Bi}:\text{YIG})^{30}$ (рис. 2, a, c и рис. 2, b, d). В трехпериодической структуре $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^3(\text{YIG}/\text{Bi}:\text{YIG})^{10}]^3$ положение ЗФЗ по-прежнему определяется диэлектрическими ячейками, при этом сама ЗФЗ несколько шире, чем у диэлектрического ФК за счет внедрения магнитных ячеек, как видно из сравнения спектров на рис. 2, a, e и рис. 2, b, f. Кроме того, присутствие магнитных ячеек

приводит к возникновению ряда полос отражения, каждая из которых расщеплена надвое (т.е., как было показано ранее в работе [9], число пиков в каждой полосе равно $K-1$, что в данной структуре соответствует двум).

4.2. Поперечный магнитооптический эффект Керра

Обсудим теперь влияние намагниченности в слоях YIG и Bi:YIG на оптический отклик системы на примере спектров отражения и поперечного МО эффекта Керра. В дальнейшем мы сфокусируем внимание на поперечном МО эффекте Керра вблизи внутризонных мод, поскольку в области спектрально узких оптических резонансов (одним из примеров которых являются дефектные моды внутри ЗФЗ) этот эффект может достигать больших значений [33]. Поэтому для большего контраста внутризонных мод количество сверхпериодов увеличено до $K = 10$. Здесь брэгговское условие реализовано на одинаковых длинах волн $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1.582 \mu\text{m}$ для обеих подъячеек, чтобы одна из внутризонных мод (узких полос отражения) совпадала с рабочей (телекоммуникационной) длиной волны $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Спектры отражения структуры $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^3(\text{YIG}/\text{Bi}:\text{YIG})^{10}]^{10}$ (синие и красные кривые

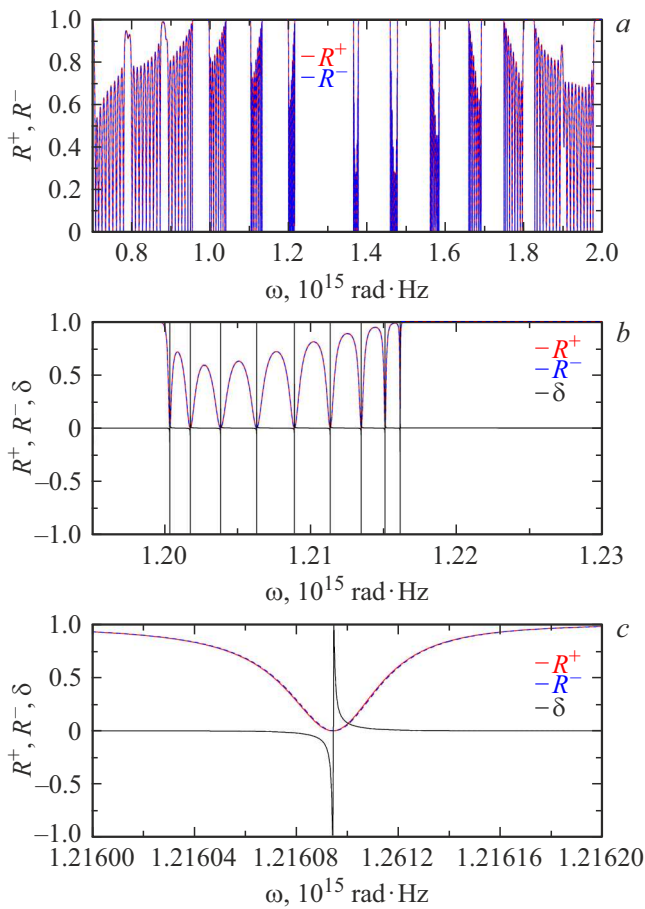


Рис. 3. Спектры отражения и параметр МО эффекта Керра в структуре $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^3(\text{YIG}/\text{Bi}:\text{YIG})^{10}]^{10}$ для ТЕ-волны, падающей под углом $\theta = 60^\circ$. (c, b) — последовательная детализация спектров для области вблизи частоты $\omega = 1.2161 \cdot 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{Hz}$ (соответствует рабочей длине волны $1.55 \mu\text{m}$). Намагниченность бигиротропных слоев направлена вдоль и против оси y (красные сплошные и синие пунктирные кривые соответственно), брэгговские длины волн для немагнитной и магнитной ячеек $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1.582 \mu\text{m}$.

для намагниченности в бигиротропных слоях вдоль и против оси y соответственно) и параметр поперечного МО эффекта Керра, δ (серая кривая), рассчитанный с помощью формулы (11) для фиксированного угла падения $\theta = 60^\circ$, показаны на рис. 3. Внутри 3ФЗ располагаются несколько внутризонных мод (рис. 3, a), каждая из которых расщеплена на $(K-1) = 9$ полос полного пропускания (в виде „гребенки“, что соответствует $R \rightarrow 0$). Следует отметить, что в пределах графической точности спектры R^+ и R^- на рис. 3, a практически неразличимы. Спектры расщепленной внутризонной моды в районе $\omega = 1.21 \cdot 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{Hz}$ показаны на рис. 3, b, а рис. 3, c детализирует один из отражательных минимумов внутризонной моды на частоте $\omega = 1.2161 \cdot 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{Hz}$ (что соответствует длине волны $1.55 \mu\text{m}$). Видно, что вблизи резонансной частоты $\delta \rightarrow \pm 1$. Такие высокие значения поперечного

МО эффекта Керра сопоставимы с параметром δ в магнитоплазменных и резонансных структурах [33]. Однако в отличие от магнитоплазменных структур исследуемая трехпериодическая магнитная ФК система характеризуется пренебрежимо малыми потерями в ближнем ИК диапазоне. При этом при перемагничивании бигиротропных слоев, т.е. при повороте вектора намагниченности на 180° относительно положительного направления оси y , происходит синее смещение спектра, которое достигает 0.5 GHz (рис. 4, c). Смещение положения минимума коэффициента отражения при перемагничивании невелико относительно ширины на полувысоте самой полосы отражения ($\text{FWHM} = 50 \text{ GHz}$) для данной структуры, однако может быть увеличено в материалах со значением удельного угла фарадеевского вращения большим, чем у YIG. Например, сульфид европия и селенид европия имеют потенциал в ближайшем будущем заменить магнитные гранаты в устройствах магнитофотоники благодаря МО константам, в сотни раз превышающим соответствующие константы YIG [43].

Обсудим теперь поведение коэффициентов отражения при перемагничивании магнитных слоев. На рис. 4 приведены спектры отражения для ТЕ- (a, b) и ТМ-волн (c, d), падающих на структуру $[(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^3(\text{YIG}/\text{Bi}:\text{YIG})^{10}]^{10}$ под углом 60° . Красными (сплошными) линиями показаны спектры отражения ЭМВ для случаев намагничивания слоев YIG и Bi:YIG вдоль оси y , синими (пунктирными) — спектры отражения для намагничивания против оси y . Выбор брэгговских длин волн для ячеек осуществлялся таким образом, чтобы на заданной рабочей длине волны $1.55 \mu\text{m}$ отдельно для ТЕ- и ТМ-мод обеспечить наиболее узкие минимумы отражения. Это хорошо видно на рис. 4, a, b, где показаны спектры ЭМВ для толщин магнитных слоев $l_{\text{YIG}} = 0.179 \mu\text{m}$, $l_{\text{Bi:YIG}} = 0.164 \mu\text{m}$ (для ТЕ-моды) и $l_{\text{YIG}} = 0.184 \mu\text{m}$, $l_{\text{Bi:YIG}} = 0.168 \mu\text{m}$ (для ТМ-моды). Видно, что разворот вектора намагниченности на 180° относительно положительного направления оси y приводит к синему смещению спектра отражения. При этом смещение спектра отражения по угловой частоте при перемагничивании (т.е. разность минимумов коэффициента отражения) составляет около $0.4 \text{ rad} \cdot \text{Hz}$ для ТЕ-моды (рис. 4, a), а для ТМ-моды — порядка $2.4 \text{ rad} \cdot \text{Hz}$ (рис. 4, b). Значение этого смещения (т.е. разность минимумов отражения) при перемагничивании структуры можно варьировать, например, путем изменения толщин магнитных слоев. На рис. 4, c, d приведены аналогичные спектры для увеличенных по толщине магнитных слоев: $l_{\text{YIG}} = 1.283 \mu\text{m}$, $l_{\text{Bi:YIG}} = 1.176 \mu\text{m}$ (для ТЕ-моды) и $l_{\text{YIG}} = 1.286 \mu\text{m}$, $l_{\text{Bi:YIG}} = 1.179 \mu\text{m}$ (для ТМ-моды). Сопоставление рис. 4, a и 4, c, а также рис. 4, b и 4, d показывает, что для ТЕ-моды частотное смещение возрастает примерно в 6 раз, до $2.4 \text{ rad} \cdot \text{GHz}$, для ТМ-мод — более чем вдвое, до $5.6 \text{ rad} \cdot \text{GHz}$. Столь заметное расхождение в значениях указанных смещений для ТЕ- и ТМ-мод может быть объяснено существенным

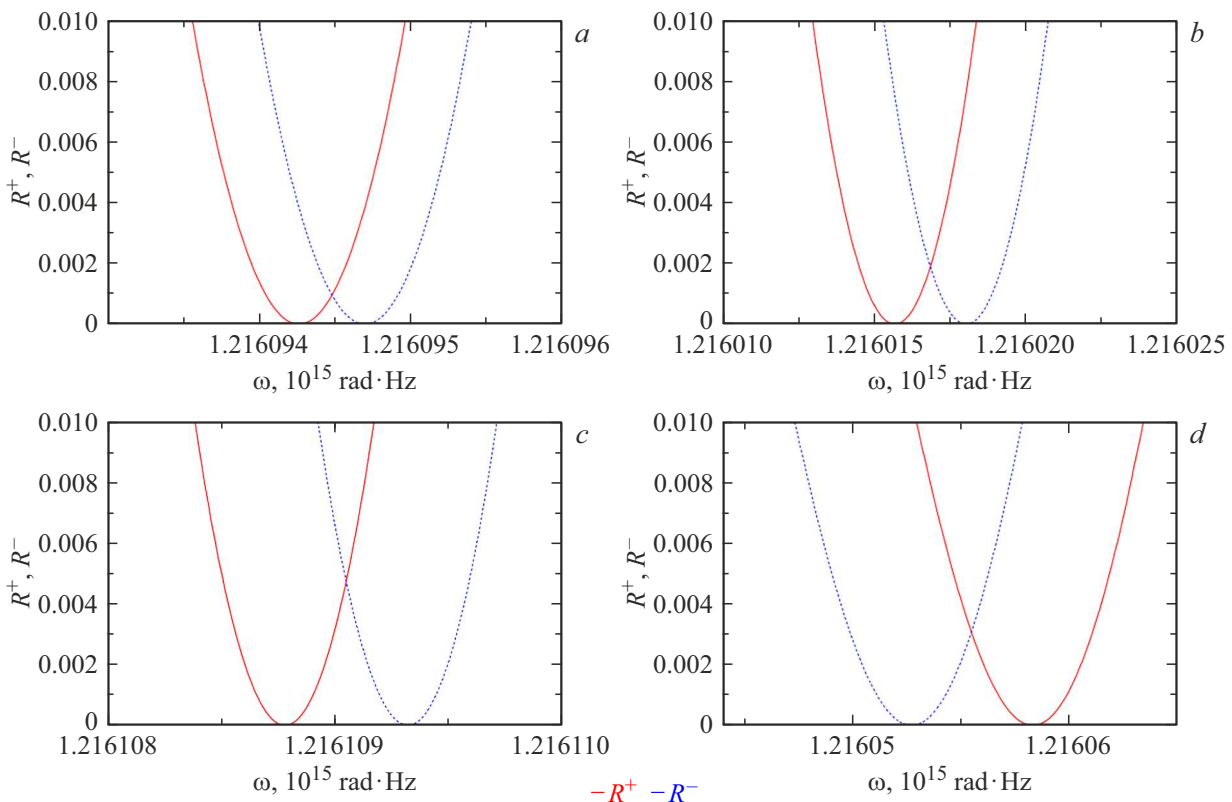


Рис. 4. Спектры отражения ТЕ-волны (*a, b*) и ТМ-волны (*c, d*) в структуре того же состава, что и на рис. 3. Угол падения волн $\theta = 60^\circ$. Векторы намагниченности в YIG и Bi:YIG направлены вдоль оси y (красные сплошные кривые) и против оси y (синие пунктирные кривые). Брэгговские длины волн для немагнитной и магнитной ячеек: (*a*) $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1.582 \mu\text{m}$; (*b*) $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1.6198 \mu\text{m}$; (*c*) $\lambda_{01} = 1.6132 \mu\text{m}$, $\lambda_{02} = 7\lambda_{01}$; (*d*) $\lambda_{01} = 1.6174 \mu\text{m}$, $\lambda_{02} = 7\lambda_{01}$.

различием недиагональных компонент тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ (таблица).

Следует отметить, что в настоящее время имеется технологическое ограничение в производстве пленок YIG — как правило, из-за напряжений несоответствия между гранатом и подложкой пленки гранатов при толщинах более $1.2 \mu\text{m}$ теряют оптическое качество и могут трескаться. В рассмотренном нами ФК толщины магнитных пленок не превышают этот лимит.

5. Заключение

Исследованы особенности спектров отражения (в ближнем ИК-диапазоне) трехпериодического четырехкомпонентного ФК, состоящего из немагнитных диэлектрических слоев (оксиды кремния и титана) и магнитоактивных слоев (YIG и Bi-YIG). Обнаружено, что возникающий в рассматриваемой структуре поперечный МО эффект Керра может проявляться в максимальной степени (значения параметра „глубины модуляции“ $\delta \rightarrow \pm 1$), что продемонстрировано на частоте, соответствующей телекоммуникационной длине волны $1.55 \mu\text{m}$. Показано, что при 180° -перемагничивании магнитных слоев структуры (вдоль и против поперечной оси y)

минимум отражения смещается по частоте от десятых долей GHz до нескольких единиц GHz.

Поперечный МО эффект Керра позволяет реализовать на основе исследуемой структуры модуляцию смещения полосы пропускания/отражения ФК посредством перемагничивания магнитоактивных слоев (изменения на 180° направления намагниченности слоев относительно направления, перпендикулярного направлению распространения света). Частота работы (переключения) такого модулятора будет ограничена временем перемагничивания структуры и может достигать значений порядка сотен MHz [44].

Полученные закономерности могут быть использованы для контроля качества поверхности ФК, для получения более полной картины намагниченности ФК (а именно, информации о поперечной компоненте намагниченности в слоях), которая не может быть получена только с помощью экспериментов с эффектом Фарадея и полярным МО эффектом Керра [33]. Также результаты анализа могут найти свое применение при создании магнитоактивных оптоэлектронных компонентов и устройств нанопотоники (модуляторы и сенсоры), работающих в ИК диапазоне. Кроме того, рассмотренные ФК могут быть использованы для создания высокоточных сенсоров (химических сенсоров, биосенсоров), принцип действия

которых основан на регистрации изменения показателя преломления аналитической среды посредством мониторинга поперечного МО эффекта Керра [45,46].

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (проект № 23-22-00466).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N.J. Winn, R.D. Meade. *Photonic Crystals. Molding the Flow of Light*, 2nd ed. (Princeton University Press, Princeton, 2008).
- [2] D. Dzibrou. *Complex Oxide Photonic Crystals*. (Royal Institute of Technology, Stockholm, 2009).
- [3] D.W. Prather, A. Sharkawy, S. Shi, J. Murakowski, G. Schneider. *Photonic crystals: theory, applications, and fabrication*. (John Wiley & Sons, New Jersey, 2009).
- [4] K. Sakoda. *Optical properties of Photonic Crystals*, 2nd ed. (Springer, Berlin, 2005). DOI: 10.1017/CBO9781107415324.004
- [5] В.Ф. Шабанов, С.Я. Ветров, А.В. Шабанов. *Оптика реальных фотонных кристаллов*. (СО РАН, Новосибирск, 2005).
- [6] I.S. Panyayev, L.R. Yafarova, D.G. Sannikov, N.N. Dadoenkova, Y.S. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii. *J. Appl. Phys.*, **126** (10), 103102 (2019). DOI: 10.1063/1.5115829
- [7] I.S. Panyayev, N.N. Dadoenkova, Y.S. Dadoenkova, I.A. Rozhleys, M. Krawczyk, I.L. Lyubchanskii, D.G. Sannikov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49** (43), 435103 (2016). DOI: 10.1088/0022-3727/49/43/435103
- [8] I.S. Panyayev, D.G. Sannikov, Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova. *IEEE Sens. J.*, **22** (23), 22428 (2022). DOI: 10.1109/JSEN.2022.3217117
- [9] I.S. Panyayev, D.G. Sannikov, N.N. Dadoenkova, Yu.S. Dadoenkova. *Appl. Opt.*, **60** (7), 1943 (2021). DOI: 10.1364/ao.415966
- [10] И.А. Глухов, С.Г. Моисеев. *Опт. и спектр.*, **131** (11), 1475 (2023). DOI: 10.61011/OS.2023.11.57005.5095-23
- [11] J.W. Kos, M. Krawczyk, Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii. *J. Appl. Phys.*, **115** (17), 174311 (2014). DOI: 10.1063/1.4874797
- [12] Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, J.W. Klos, M. Krawczyk. *J. Appl. Phys.*, **120** (7), 73903 (2016). DOI: 10.1063/1.4961326
- [13] J.W. Klos, M. Krawczyk, Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii. *IEEE Trans. Magn.*, **50** (11), 2 (2014). DOI: 10.1109/TMAG.2014.2321532
- [14] Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova, J.W. Klos, M. Krawczyk, I.L. Lyubchanskii. *Phys. Rev. A*, **96** (4), 43804 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevA.96.043804
- [15] Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, J.W. Klos, M. Krawczyk. *IEEE Trans. Magn.*, **53** (11), 1 (2017). DOI: 10.1109/TMAG.2017.2712278
- [16] E.E. Narimanov. *Phys. Rev. X*, **4** (4), 1 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevX.4.041014
- [17] V.N. Smolyaninova, B. Yost, D. Lahneman, E.E. Narimanov, I.I. Smolyaninov. *Sci. Rep.*, **4** (1), 5706 (2015). DOI: 10.1038/srep05706
- [18] S.V. Zhukovsky, A.A. Orlov, V.E. Babicheva, A.V. Lavrinenko, J.E. Sipe. *Phys. Rev. A — At. Mol. Opt. Phys.*, **90** (1), 013801 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevA.90.013801
- [19] A.V. Chebykin, V.E. Babicheva, I.V. Iorsh, A.A. Orlov, P.A. Belov, S.V. Zhukovsky. *Phys. Rev. A*, **93** (3), 033855 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevA.93.033855
- [20] N.N. Dadoenkova, Y.S. Dadoenkova, I.S. Panyayev, D.G. Sannikov, I.L. Lyubchanskii. *J. Appl. Phys.*, **123** (4), 043101 (2018). DOI: 10.1063/1.5011637
- [21] D.M. El-Amassi, S.A. Taya, D. Vigneswaran. *J. Theor. Appl. Phys.*, **12** (4), 293 (2018). DOI: 10.1007/s40094-018-0308-x
- [22] J. Wu, J. Gao. *J. Supercond. Nov. Magn.*, **28** (7), 1971 (2015). DOI: 10.1007/s10948-015-3002-0
- [23] S.M. Lo, S. Hu, G. Gaur, Y. Kostoulas, S.M. Weiss, P.M. Fauchet. *Opt. Express*, **25** (6), 7046 (2017). DOI: 10.1364/oe.25.007046
- [24] S.M. Aminifard, M. Sovizi. *Opt. Commun.*, **322**, 1 (2014). DOI: 10.1016/j.optcom.2014.01.086
- [25] O.V. Borovkova, H. Hashim, M.A. Kozhaev, S.A. Dagesyan, A. Chakravarty, M. Levy, V.I. Belotelov. *Appl. Phys. Lett.*, **112** (6), 063101 (2018). DOI: 10.1063/1.5012873
- [26] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. (IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997). DOI: 10.1887/075030362X
- [27] J. Qin, S. Xia, W. Yang, H. Wang, W. Yan, Y. Yang, Z. Wei, W. Liu, Y. Luo, L. Deng, L. Bi. *Nanophotonics*, **11** (11), 2639 (2022). DOI: 10.1515/nanoph-2021-0719
- [28] Yu.S. Dadoenkova, F.F.L. Bentivegna, N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii. *J. Opt.*, **19** (1), 15610 (2016). DOI: 10.1088/2040-8986/19/1/015610
- [29] V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22** (1), 286 (2005). DOI: 10.1364/JOSAB.22.000286
- [30] D. Sylgacheva, N. Khokhlov, A. Kalish, S. Dagesyan, A. Prokopov, A. Shaposhnikov, V. Berzhansky, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, K. Alameh, V. Belotelov. *Opt. Lett.*, **41** (16), 3813 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.003813
- [31] M. Inoue, T. Fujii. *J. Appl. Phys.*, **81** (8 PART 2B), 5659 (1997). DOI: 10.1063/1.364687
- [32] D.W. Berreman. *J. Opt. Soc. Am.*, **62** (4), 502 (1972). DOI: 10.1364/JOSA.62.000502
- [33] O.V. Borovkova, F. Spitzer, V.I. Belotelov, I.A. Akimov, A.N. Poddubny, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, A.K. Zvezdin, D.R. Yakovlev, M. Bayer. *Nanophotonics*, **8** (2), 287 (2019). DOI: 10.1515/nanoph-2018-0187
- [34] O. Borovkova, A. Kalish, V. Belotelov. *Opt. Lett.*, **41** (19), 4593 (2016). DOI: 10.1364/ol.41.004593
- [35] J.R. Devore. *J. Opt. Soc. Am.*, **41** (6), 416 (1951). DOI: 10.1364/JOSA.41.000416
- [36] I.H. Malitson. *J. Opt. Soc. Am.*, **55** (10), 1205 (1965). DOI: 10.1364/JOSA.55.001205
- [37] B. Johnson A.K. Walton. *Br. J. Appl. Phys.*, **16** (4), 475 (1965). DOI: 10.1088/0508-3443/16/4/310
- [38] M. Wallenhorst, M. Niemoller, H. Dotsch, P. Hertel, R. Gerhardt, B. Gather. *J. Appl. Phys.*, **77** (7), 2902 (1995). DOI: 10.1063/1.359516
- [39] P. Hansen, J.P. Krumme. *Thin Solid Films*, **114** (1), 69 (1984). DOI: 10.1016/0040-6090(84)90337-7
- [40] M. Torfeh, H. Le Gall. *Phys. Status Solidi*, **63** (1), 247 (1981). DOI: 10.1002/pssa.2210630133

- [41] J.P. Krumme, C.P. Klages, V. Doormann. Appl. Opt., **23** (8), 1184 (1984). DOI: 10.1364/AO.23.001184
- [42] N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, M.I. Lyubchanskii, E.A. Shapovalov, Y.P. Lee. *Frontiers in Optical Technology: Materials & Devices* (Nova Science, New York, 2007), p. 22–72.
- [43] R. Sobolewski, J.R. Park. IEEE Trans. Appl. Supercond., **11** (11), 727 (2001). DOI: 10.1109/77.919448
- [44] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. *Прикладная магнитооптика* (Энергоатомиздат, Москва, 1990).
- [45] M. Amanollahi, M. Zamani. Phys. Scr., **98** (8), 85505 (2023). DOI: 10.1088/1402-4896/ACE087.
- [46] L. Li, F. Lei, X. Zong, P. Li, Y. Liu. Results Phys., **51**, 106640 (2023). DOI: 10.1016/J.RINP.2023.106640