

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

*А. А. Геворгян\**, *С. С. Голик\*\**

*Дальневосточный Федеральный Университет  
690920, Владивосток, о. Русский, Россия*

Поступила в редакцию 11 ноября 2016 г.

Мы изучили особенности дифракции света в магнитных фотонных кристаллах при больших значениях параметра магнитооптической активности и глубины модуляции. Рассмотрен случай, когда угол между направлением внешнего статического магнитного поля и нормалью к границе слоя произволен. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Показано, что данная система невязима не только по отношению к круговым, но и к линейным поляризациям. В этом случае появляется новый тип невязимности, а именно имеет место соотношение  $R(\alpha) \neq R(-\alpha)$ , где  $R$  — коэффициент отражения, а  $\alpha$  — угол падения. Показано, что при наклонном падении появляется новая фотонная запрещенная зона, которая при определенных условиях является не селективной по отношению к поляризации падающего света. Установлены сильные зависимости отражения, поглощения, невязимности пропускания и других характеристик от угла между направлением внешнего статического магнитного поля и нормалью к границе слоя. Такая система может быть использована как управляемый поляризационный фильтр и зеркало, как источник круговой (эллиптической) поляризации, управляемый оптический диод и т. д.

DOI: 10.7868/S0044451017070033

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Повышенный интерес к фотонным кристаллам (ФК) с легко управляемыми параметрами обусловлен их широким применением в фотонике, оптике и в других направлениях науки и техники. В спектре пропускания ФК существует фотонная запрещенная зона (ФЗЗ), частотную ширину и частотное местоположение которой можно изменить либо внешними полями, либо изменением внутренней структуры кристалла. Оптические устройства, изготовленные на основе ФК, обладают такими полезными свойствами, как многофункциональность, быстрое действие и управляемость, компактность и малые энергетические потери, высокая надежность и хорошая совместимость с другими оптическими устройствами и т. д. Наиболее известными представителями мягких ФК являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) и голубые фазы жидких

кристаллов. Другой класс ФК с легко управляемыми параметрами составляют магнитные фотонные кристаллы (МФК). Известными представителями МФК естественного происхождения являются пленки ферритов-гранатов с регулярной доменной структурой, магнито-гиротропные свойства которых делают их управляемыми внешним магнитным полем [1–3]. Изучению фотонной зонной структуры МФК, а также устройств на их основе посвящено большое количество работ (см., например, [4–22], а также ряд работ цитированных в них). В работе [4] исследованы магнитооптические свойства периодических бигиротропных сред. В работах [5–8] исследованы необычные свойства МФК, такие как усиление магнитооптических эффектов, эффектов невязимности и высокого пропускания. В работах [9, 10] показано, что в определенных анизотропных МФК возможно формирование дополнительных ФЗЗ. В работе [11] исследованы оптические свойства чирпированных МФК. В работах [12–24] исследованы МФК различных типов, МФК с дефектом в структуре и возможные применения МФК в оптике и фотонике.

\* E-mail: agevorgyan@ysu.am

\*\* E-mail: golik.ss@dvvfu.ru

С другой стороны, в последние годы создаются легко управляемые ФК посредством введения наночастиц (ферроэлектрических или ферромагнитных) с большими параметрами гиротропии, в соответствующим образом выбранную жидкость [23]. Тогда при приложении, например, внешнего периодически неоднородного магнитного поля к однородной среде или постоянного магнитного поля к среде с пространственно-модулированными параметрами получается магнитная среда с модулированными параметрами, причем с большими глубинами модуляции и большими значениями параметра магнитооптической активности. Такие МФК, которые имеют очень малые размеры, способны обеспечить уникальные оптические и магнитооптические свойства запрещенных зон, невзаимности и дефектных мод. Эти структуры привлекли большое внимание при разработке и изготовлении новых магнитооптических устройств.

Также были изучены [24] новые семейства структур с плазменным резонансом и магнитооптической активностью. В этих, так называемых магнитоплазменных системах, высокие значения магнитооптической активности могут быть достигнуты вблизи плазменного возбуждения [25–28]. К тому же из-за их магнитооптической активности плазменные свойства могут быть модулированы под действием внешнего магнитного поля [29].

Однако в большинстве работ рассматриваются предельные случаи ориентации внешнего статического магнитного поля, соответствующие полярной, меридиональной и экваториальной геометриям в эффекте Керра [2]. Отметим работу [30], где рассмотрены магнитооптические эффекты при отражении света от однородного ферродиелектрика с произвольной ориентацией намагниченности.

В данной работе мы будем исследовать новые оптические свойства МФК с большими значениями магнитооптической активности и глубины модуляции при произвольной ориентации намагниченности. Будем исследовать особенности зонной структуры, а также особенности фарадеевского вращения и невзаимности таких структур (рис. 1).

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Поскольку мы рассматриваем случай больших значений параметра магнитооптической активности и глубины модуляции, известные приближенные теории в этом случае, в основном, неприменимы. Поэтому задачу решим, используя численные методы.

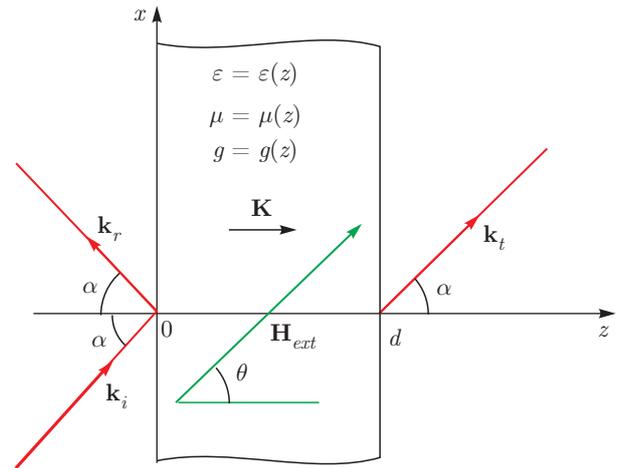


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой МФК. Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями  $z = 0$  и  $z = d$  ( $d$  — толщина слоя). Будем предполагать, что параметры  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $g$  изотропной магнитоактивной среды являются функциями координаты  $z$  ( $\epsilon$ ,  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости, а  $g$  — параметр магнитооптической активности). Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \epsilon(z) \\ \mu(z) \\ g(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon \\ \mu \\ g \end{pmatrix} \left[ 1 + \begin{pmatrix} \Delta\epsilon \\ \Delta\mu \\ \Delta g \end{pmatrix} \sin Kz \right], \quad (1)$$

где  $\Delta\epsilon$ ,  $\Delta\mu$  и  $\Delta g$  — глубины модуляции соответственно параметров  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $g$ , и они здесь уже могут быть значительными,  $K = 2\pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  — период пространственной модуляции. Будем предполагать, что плоскость падения совпадает с плоскостью  $xz$ , а волна падает под углом  $\alpha$  к нормали границы слоя, совпадающей с плоскостью  $xy$ . Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции параллельно ( $p$ -поляризация) и перпендикулярно ( $s$ -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где индексы  $i$ ,  $r$ ,  $t$  обозначают соответственно падающую, отраженную и прошедшую волны, а  $\mathbf{n}_p$  и  $\mathbf{n}_s$  орты  $p$ - и  $s$ -поляризации.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_t^p \\ E_t^s \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  —  $2 \times 2$ -матрицы отражения и пропускания для данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме: изотропный неоднородный магнитоактивный слой толщиной  $d$  разобьем на большое число тонких подслоев толщиной  $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$ . Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что параметры подслоя постоянны в каждом подслое. Тогда, согласно модифицированному методу сложения слоев Амбарцумяна (см., в частности, [31,32]), задача определения  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  неоднородного слоя толщиной  $d$  сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \hat{t}_j \hat{R}_{j-1} \left( \hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} \left( \hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \end{aligned} \quad (4)$$

с  $\hat{R}_0 = \hat{0}$ ,  $\hat{T}_0 = \hat{I}$ . Здесь  $\hat{R}_j$ ,  $\hat{T}_j$ ,  $\hat{R}_{j-1}$ ,  $\hat{T}_{j-1}$  — матрицы отражения и пропускания соответственно для сред с  $j$  и  $j-1$ -подслоями,  $\hat{r}_j$ ,  $\hat{t}_j$  — матрицы отражения и пропускания для  $j$ -го однородного подслоя,  $\hat{0}$  — нулевая матрица,  $\hat{I}$  — единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения света. При этом, в случае, когда рассматриваемый слой с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы отражения и пропускания при падении света «справа» и «слева» связаны между собой соотношениями

$$\hat{\tilde{T}} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \hat{\tilde{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (5)$$

где

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

при линейных базисных поляризациях и

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

при круговых базисных поляризациях.

Отметим, что в наших вычислениях каждый слой разбивался на такое количество подслоев, что

дальнейшее разбиение слоя среды на более тонкие подслои практически не влияет на точность вычислений (в нашем случае число подслоев равно  $200d/\Lambda$ ).

Теперь переходим к собственным поляризациям (СП) и собственным значениям амплитуд. Как известно, СП — это две поляризации падающей волны, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения — это амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для падающего света с СП [33]. СП и собственные значения дают много информации об особенностях взаимодействия света с системой, поэтому в оптике имеет значение вычисление СП для каждой оптической системы. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде (в основном они совпадают с поляризациями собственных мод). В общем случае, однако, есть также определенные различия: существуют только две СП, тогда как число собственных мод может быть больше двух, причем поляризации всех этих мод могут отличаться друг от друга (например, для невзаимных сред) [34]. В СП учтено влияние диэлектрических границ. Как известно (в частности, при нормальном падении), СП ХЖК и гиротропных сред практически совпадают с ортогональными круговыми поляризациями, тогда как для негиротропных сред — с ортогональными линейными поляризациями. Из сказанного следует, что исследование особенностей СП особенно важно в случае неоднородных сред, для которых точное решение задачи в большинстве случаев неизвестно.

Обозначив через  $\chi_i$  отношение комплексных компонент поля на входе системы ( $\chi_i = E_i^s/E_i^p$ ), а через  $\chi_t$  — то же отношение на выходе системы ( $\chi_t = E_t^s/E_t^p$ ), и учитывая, что

$$\begin{bmatrix} E_t^p \\ E_t^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix},$$

получаем связь между ними:

$$\chi_t = (T_{22}\chi_i + T_{21}) / (T_{12}\chi_i + T_{11}). \quad (6)$$

Функция  $\chi_t = f(\chi_i)$  называется поляризационной передаточной функцией [33] и несет информацию о преобразовании эллипса поляризации при прохождении света через систему. Каждая оптическая система имеет две СП, получаемые из определения СП:  $\chi_i = \chi_t$ . Согласно (4), для СП  $\chi_1$  и  $\chi_2$  получаем

$$\chi_{1,2} = \frac{T_{22} - T_{11} \pm \sqrt{(T_{22} - T_{11})^2 + 4T_{12}T_{21}}}{2T_{12}}. \quad (7)$$

Эллиптичности  $e_{1,2}$  и азимуты  $\psi_{1,2}$  СП выражаются через  $\chi_{1,2}$  следующими формулами:

$$\begin{aligned}\psi_{1,2} &= \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{2\chi_{1,2}}{1 - |\chi_{1,2}|^2} \right), \\ e_{1,2} &= \operatorname{tg} \left( \frac{1}{2} \operatorname{arcsin} \left( \frac{2 \operatorname{Im}(\chi_{1,2})}{1 + |\chi_{1,2}|^2} \right) \right).\end{aligned}\quad (8)$$

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц отражения и пропускания однородного магнитоактивного слоя. Мы будем исходить из следующих материальных уравнений для однородного изотропного магнитоактивного слоя:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + i[\mathbf{g} \times \mathbf{E}], \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (10)$$

Решение волнового уравнения приводит к следующему дисперсионному уравнению для однородного изотропного магнитоактивного слоя:

$$n_z^4 + bn_z^2 + cn_z + d = 0, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned}n_z &= \frac{c}{\omega} \frac{k_z}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad n_x = \frac{c}{\omega} \frac{k_x}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \\ b &= -[\eta^2 G_x^2 + 2(1 - n_x^2)], \quad c = 2G_z G_x n_x \eta^2, \\ d &= -n_x^2 G_z^2 \eta^2 + (n_x^2 - 1)^2 + \eta^2 (G_x^2 + G_z^2), \\ G_x &= \frac{ig_x}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad G_z = \frac{ig_z}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \\ g_x &= g \sin \theta, \quad g_z = g \cos \theta,\end{aligned}$$

$\theta$  — угол между направлением внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{ext}$  и нормалью к поверхности слоя МФК,  $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$  — характеристический импеданс среды,  $k_x = (\omega/c)n_0 \sin \alpha$ ,  $n_0$  — коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с МФК. При этом предполагается, что  $g_y = 0$ , т. е. внешнее магнитное поле лежит в плоскости падения.

Таким образом, в отличие от случая  $\mathbf{g} = 0$ , при котором дисперсионное уравнение биквадратное, в этом случае при наклонном падении света и при условии  $\theta \neq 0$  оно является полным уравнением четвертой степени (при нормальном падении это уравнение биквадратное и в случае  $\theta \neq 0$ ). Поскольку дисперсионное уравнение (11) содержит слагаемое пропорциональное  $n_z$  в первой степени, при замене направления распространения света на обратное ( $\mathbf{n} \rightarrow -\mathbf{n}$ ) это слагаемое меняет знак. Поэтому если  $n_z$  — решение дисперсионного уравнения (11), то  $-n_z$  не может быть его решением, т. е. волновое уравнение меняется при замене направления

распространения на обратное или, иначе, дисперсионное уравнение не инвариантно относительно изменения направления распространения на обратное: имеет место невязимость. Такая невязимость наблюдается также в естественной гиротропной среде, находящейся во внешнем магнитном поле. Причина неинвариантности в последнем случае заключается в следующем [35]: когда волны распространяются, скажем, в направлении магнитного поля, естественное и магнитооптическое вращения складываются (или вычитаются), замедляя (ускоряя) волну с правой эллиптической поляризацией и ускоряя (замедляя) волну с левой круговой поляризацией на некоторую величину по сравнению со случаем отсутствия гиротропии; когда же волны идут обратно, то естественное вращение меняет свое направление, а магнитное вращение — не меняет; поэтому естественное и магнитооптическое вращения уже вычитаются (складываются), замедляя и ускоряя волны с правой и левой эллиптической поляризацией на другую величину. В нашем же случае эта неинвариантность не связана с внутренними свойствами среды, а связана с асимметрией в геометрии задачи; при наклонном падении света и при отличном от нуля угле  $\theta$  поперечная составляющая внешнего статического магнитного поля на одну собственную моду влияет определенной мерой, а на другую — иной мерой. При изменении направления внешнего магнитного поля меры этих влияний также изменяются. Однако обе эти неинвариантности приводят к возникновению интересных эффектов.

Слагаемое в (11), пропорциональное  $n_z$ , содержит произведение  $G_z G_x n_x$ , т. е. зависит одновременно от двух углов  $\theta$  и  $\alpha$  и отличается от нуля (при наличии внешнего магнитного поля) при наклонном падении света и при  $\theta \neq 0$ . Однако эту невязимость следует отличать от невязимости, наблюдающейся также при  $\theta = 0$  (это более подробно показано ниже). Поэтому для акцентирования отличия этой невязимости, а также невязимости, наблюдающейся в естественной гиротропной среде, находящейся во внешнем магнитном поле, ее иногда называют также необратимостью.

Решение уравнения (11) имеет вид

$$\begin{aligned}n_{z1,2} &= \sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{-\frac{1}{2} \left( b + s + \frac{c}{\sqrt{s}} \right)}, \\ n_{z3,4} &= -\sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{-\frac{1}{2} \left( b + s - \frac{c}{\sqrt{s}} \right)},\end{aligned}\quad (12)$$

где

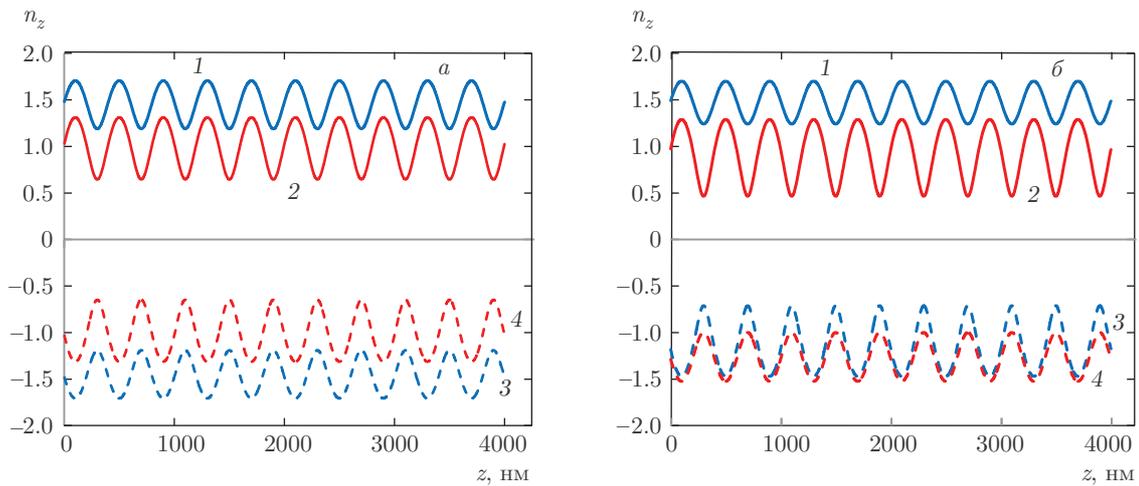


Рис. 2. Зависимость  $n_{1,2,3,4}$  от  $z$  в случаях  $g = 0.7, \theta = 0, \alpha = 70^\circ$  (а),  $g = 0.7, \theta = 60^\circ, \alpha = 70^\circ$  (б). Другие параметры задачи следующие:  $\Lambda = 400$  нм,  $\mu(z) = \text{const} = 1, \varepsilon = 2.5, \Delta\varepsilon_1 = 0.7, n_0 = 1$

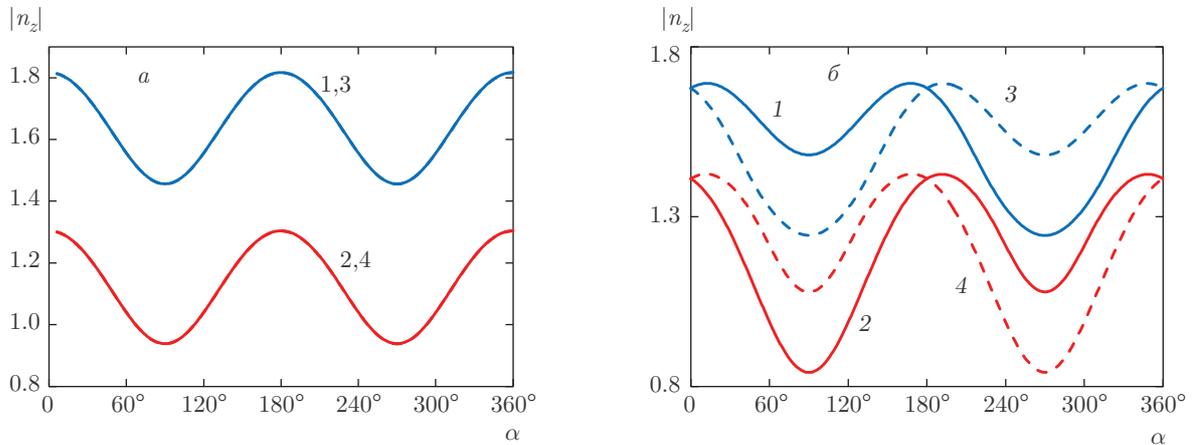


Рис. 3. Зависимость  $|n_{1,2,3,4}|$  от угла падения  $\alpha$  в случаях  $g = 0.8, \theta = 0$  (а),  $g = 0.8, \theta = 60^\circ$  (б),  $z = 1000$  нм. Другие параметры задачи те же, что и на рис. 2

$$s = \frac{b}{3} + u + \frac{1}{3u} \left( \frac{b}{12} + d \right),$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

$$u = \sqrt[3]{\frac{b}{6} \left( d - \frac{b^2}{36} \right) - \frac{c^2}{16} \pm \sqrt{\left[ \frac{b}{6} \left( d - \frac{b^2}{36} \right) - \frac{c^2}{16} \right]^2 X - \frac{1}{27} \left( \frac{b^2}{12} + d \right)^3}.$$

При помощи представленных формул можно вычислить отражение  $R = |E_r|^2/|E_i|^2$  и пропускание  $T = |E_t|^2/|E_i|^2$ , поворот плоскости поляризации  $\psi = \arctg[2 \operatorname{Re}(\chi)/(1 - |\chi|^2)]/2$  и эллиптичность поляризации  $e = \arcsin[2 \operatorname{Im}(\chi)/(1 + |\chi|^2)]/2$  ( $\chi = E_t^p/E_t^s$ ), круговой и линейный дихроизмы и т. д.

На первом этапе мы будем предполагать, что  $\varepsilon, \mu$  и  $g$  не зависят от частоты, а мнимые части очень малы и также не зависят от частоты, т. е. мы не будем рассматривать эффекты оптической дисперсии. Таким образом, мы на первом этапе будем предполагать, что частота падающего света находится вдали от резонансной частоты  $\omega_0$  и, кроме того, предполагается, что имеет место условие  $|\omega - \omega_0| \gg \gamma$ , где  $\gamma$  — полуширина линии поглощения (при лоренцевской форме линии). Далее, будем считать модулированным только параметр  $\varepsilon$  для наиболее яркого представления влияния внешнего магнитного поля на дифракционное отражение.

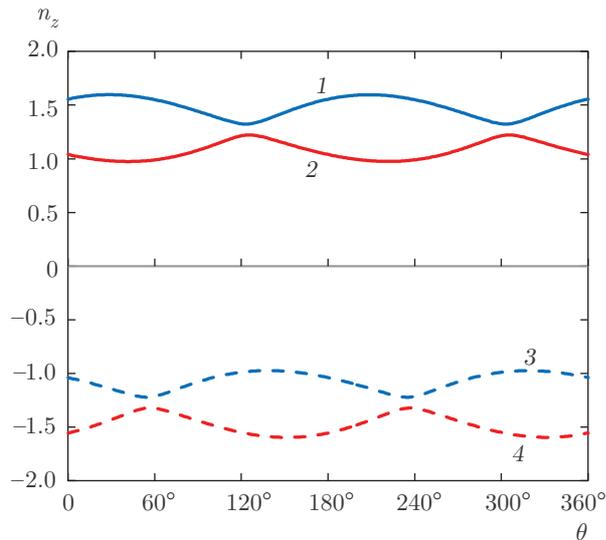


Рис. 4. Зависимость  $n_{1,2,3,4}$  от угла  $\theta$ . Параметры те же, что и на рис. 3б

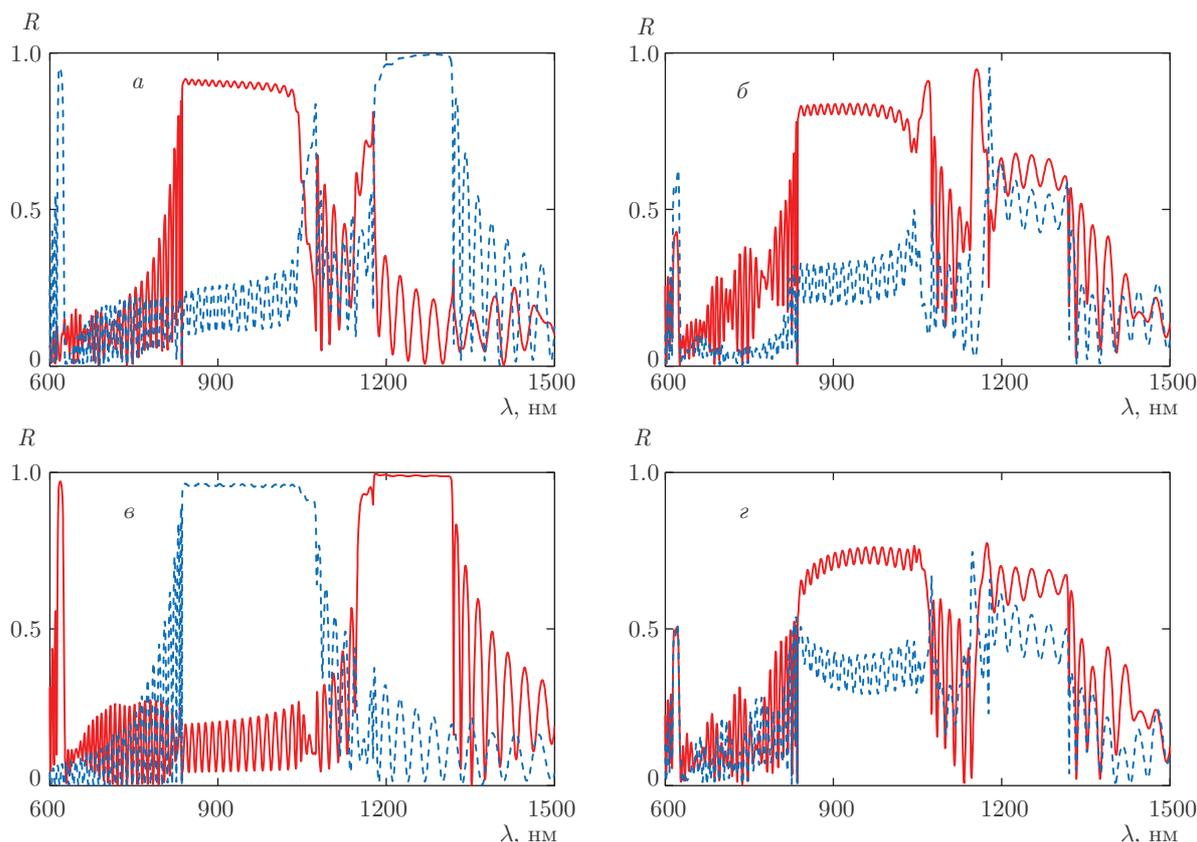
При наличии периодической модуляции диэлектрической проницаемости эффективные коэффициенты преломления для собственных мод  $n_{z1,2,3,4}$  становятся функциями  $z$ . На рис. 2 представлена зависимость эффективных коэффициентов преломления  $n_{z1,2,3,4}$  от  $z$  в случае присутствия внешнего магнитного поля при наклонном падении света и при условиях  $\theta = 0$  (а) и  $\theta \neq 0$  (б). В первом случае уравнение (11) биквадратное и имеем вырожденные корни  $|n_{z1}| = |n_{z3}| \neq |n_{z2}| = |n_{z4}|$ . При  $\theta \neq 0$  и  $\alpha \neq 0$  имеем  $|n_{z1}| \neq |n_{z3}| \neq |n_{z2}| \neq |n_{z4}|$ .

На рис. 3 представлены зависимости  $|n_z|$  от угла падения  $\alpha$  в рассмотренных на рис. 2 двух случаях. На рис. 4 представлена зависимость  $n_z$  от угла  $\theta$ . Эти графики демонстрируют также некоторые особенности корней дисперсионного уравнения (11) для однородного слоя при  $\theta \neq 0$  и  $\alpha \neq 0$ . Отметим возможность модулирования параметров среды изменением направления внешнего магнитного поля.

Как было отмечено выше, структура дисперсионного уравнения (11) при наклонном падении и при  $\theta \neq 0$  аналогична той, которую имеет естественно гиротропная среда, находящаяся во внешнем магнитном поле. А это означает возникновение новых интересных особенностей. Периодическая структура среды может привести как к многократным увеличениям этих особенностей на определенных частотах, так и к подавлению указанных особенностей на других частотах. К изучению этих новых особенностей мы и переходим.

Переходим к исследованию отражения света от слоя МФК конечной толщины. Как известно, в случае однородного одномерного МФК с постоянным, немодулированным эффектом Фарадея, при условии  $\theta = 0$ , одним из эффектов магнитооптического взаимодействия является смещение эффективного показателя преломления для лево- и правополяризованных собственных мод в разные стороны, но с одинаковой амплитудой [22] (см. также рис. 2а; отметим только, что при отсутствии внешнего статического магнитного поля имеем:  $|n_{z1}| = |n_{z3}| = |n_{z2}| = |n_{z4}|$ ). В этом случае пики ФЗЗ для лево- и правополяризованных падающих волн смещаются в противоположных направлениях, вводя поляризационную селективность между ортогональными циркулярно поляризованными собственными модами, увеличивающуюся с увеличением дифракционной эффективности и гирационной постоянной. Заметим, что свойством поляризационно-чувствительного дифракционного отражения при нормальном падении обладают также планарные слои ХЖК. При изменении направления внешнего магнитного поля на обратное эти направления смещения пиков ФЗЗ изменяются на обратные. В результате, появляется громадная невязанность по отношению к круговым поляризациям. А это означает, что данная система может применяться как идеальный оптический диод для ортогональных циркулярно поляризованных падающих волн. Однако эта система взаимна для ортогональных линейно-поляризованных волн. Картина существенно меняется при наклонном падении света и при условии  $\theta \neq 0$ . В этом случае система становится невязанной также для ортогональных линейных поляризаций падающего света. Таким образом, в этом случае система невязанная при любой поляризации падающего света, как это имеет место для естественно гиротропных сред или ХЖК, находящихся во внешнем магнитном поле (в том числе при условии  $\theta = 0$ ).

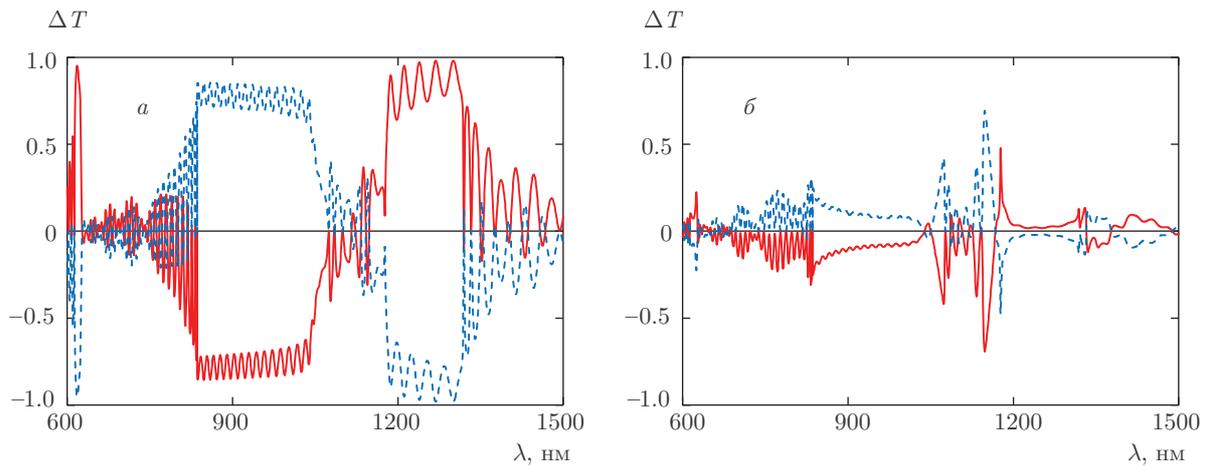
На рис. 5 представлены спектры отражения для ортогональных круговых и линейных поляризаций падающей волны при  $\alpha = 45^\circ$  и  $\theta = 45^\circ$ . Рисунки 5а,б соответствуют случаю  $g = 0.8$ , а рис. 5в,г — случаю  $g = -0.8$ . Как следует из этих графиков, спектры отражения заметно меняются при изменении направления внешнего магнитного поля на обратное для каждой поляризации падающей волны. Следовательно, система обладает свойством невязанности. Обычно невязанность характеризуется двумя параметрами. В частности, невязанное пропускание можно описать абсолютной невязан-



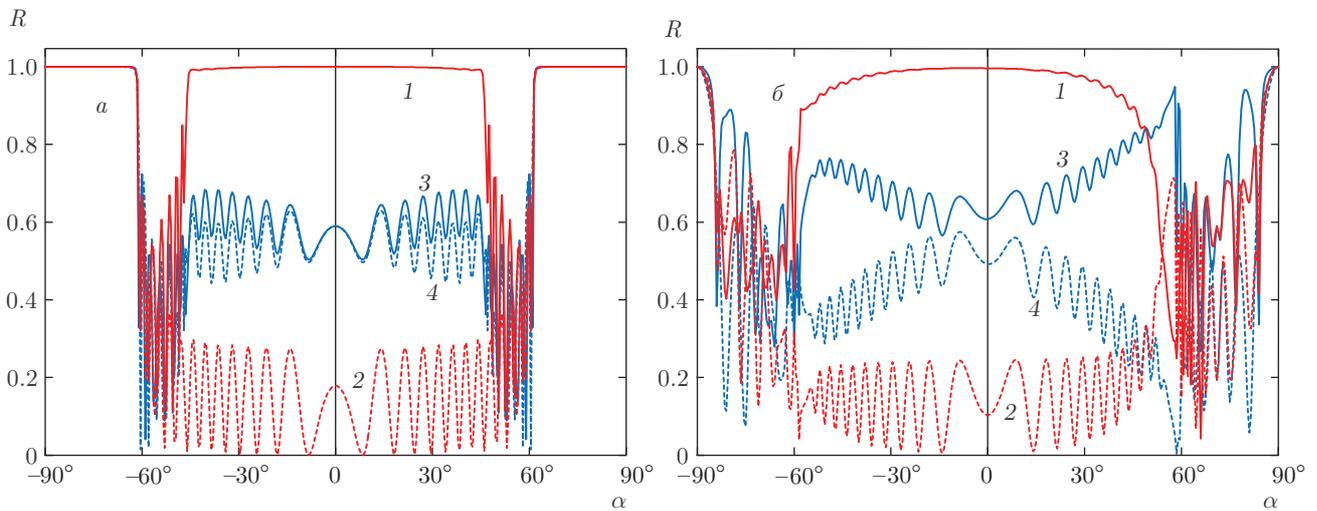
**Рис. 5.** Спектры отражения: *a, б* —  $g = 0.8$ ; *в, г* —  $g = -0.8$ ; *a, в* — падающий на систему свет имеет правую (сплошная кривая) и левую (штриховая кривая) круговую поляризацию; *б, г* — падающий на систему свет имеет *s*- (сплошная кривая) и *p*- (штриховая кривая) линейную поляризацию;  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\theta = 45^\circ$ , толщина слоя МФК  $d = 50 \text{ \AA}$ . Остальные параметры такие же, как на рис. 2

ностью пропускания  $\Delta T = T_{forward} - T_{backward}$ , и контрастностью невязимости пропускания  $C = (T_{forward} - T_{backward}) / (T_{forward} + T_{backward})$ . (Здесь  $T_{forward}$  и  $T_{backward}$  — коэффициенты пропускания системы для взаимно противоположных направлений падения света.) На рис. 6 представлены спектры невязимости пропускания  $\Delta T$  для ортогональных круговых (*a*) и линейных (*б*) поляризаций падающей волны в случае  $\alpha = 45^\circ$  и  $\theta = 45^\circ$ . Представленные графики указывают на существование громадной невязимости. А это означает, что данная система может применяться как идеальный оптический диод. Заметим, что при  $\alpha = 0$  или при  $\theta = 0$  величина  $\Delta T$  для ортогональных линейных поляризаций падающей волны равна нулю. И отличие  $\Delta T$  от нуля для линейных поляризаций является следствием указанной выше неинвариантности дисперсионного уравнения относительно изменения направления распространения на обратное.

Устройство, пропускающее (отражающее, поглощающее) свет в одном направлении и блокирующее (не отражающее, не поглощающее) его в обратном направлении, называется оптическим диодом. В последние годы предлагались новые альтернативные механизмы невязимости [36–68]. Известны оптические диоды на основе магнитооптического эффекта, оптической нелинейности, электроабсорбционной модуляции, ХЖК, оптоакустических эффектов, метаматериалов и т. д. [36–68]. В работе [68] предложен оптический диод в чипе. Однако эти оптические диоды, в основном, трудно управляемы, они созданы на основе твердых ФК, которые отличаются своей неподходящей упругостью и управляемостью при помощи внешних полей, и параметры таких систем практически не управляемы. С другой стороны, как отмечено выше, большое значение имеет создание активных и пассивных устройств для фотоники с управляемыми параметрами. Управляемость, кро-



**Рис. 6.** Спектры невязимности пропускания  $\Delta T$  для ортогональных круговых (а) и линейных (б) поляризаций падающей волны. Параметры и обозначения такие же, как на рис. 5

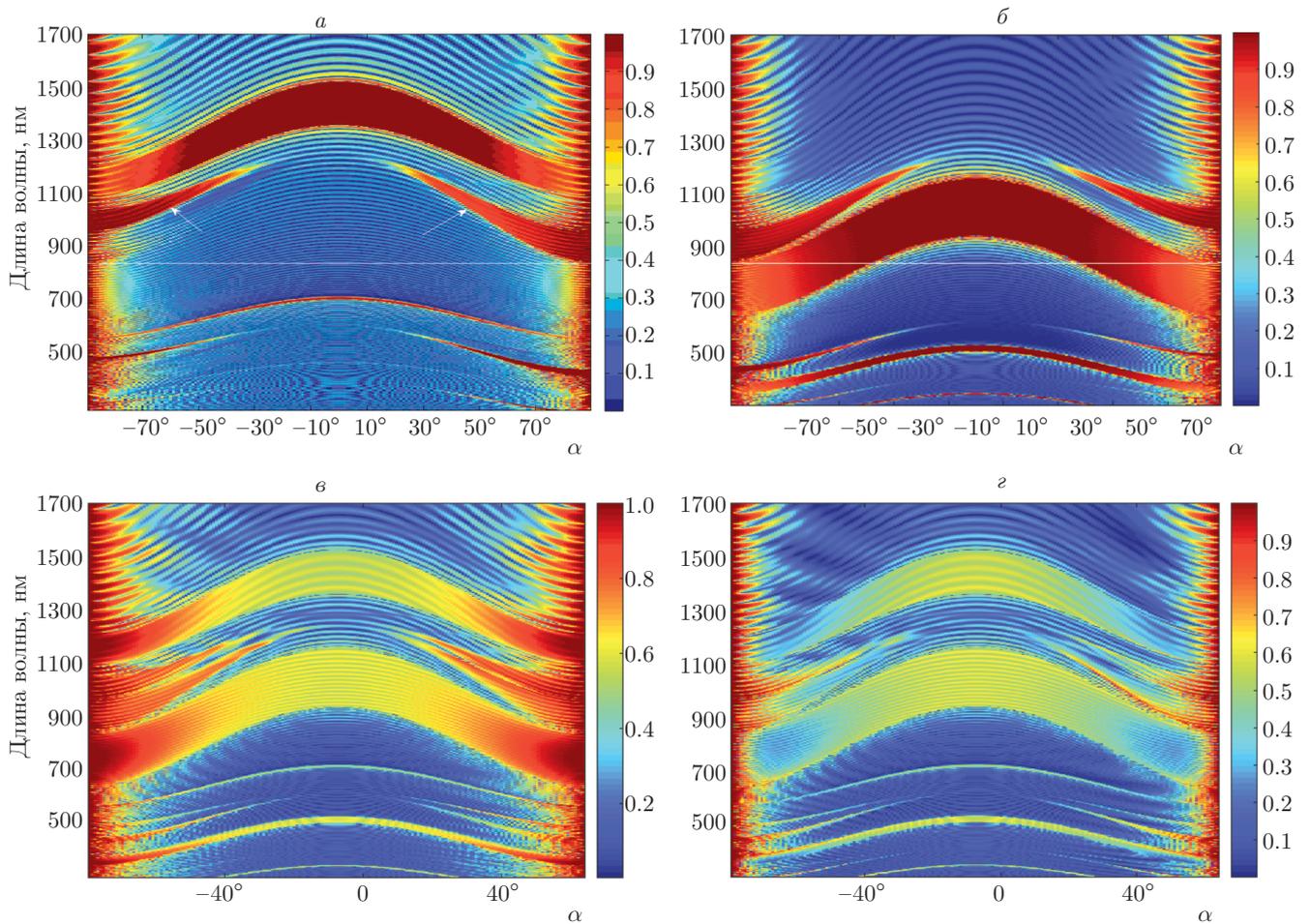


**Рис. 7.** Зависимость отражения  $R$  от угла падения  $\alpha$  в случаях  $\theta = 0$  (а) и  $\theta = 45^\circ$  (б). Падающий на систему свет имеет круговые правую (1) и левую (2) поляризации, а также линейные  $s$ - (3) и  $p$ - (4) поляризации;  $g = 0.8$ ,  $\lambda = 1000$  нм. Остальные параметры такие же, как на рис. 5

ме прочего, делает устройство также многофункциональным. Отметим еще раз, что важным преимуществом рассматриваемой нами системы является возможность управления ее параметрами при помощи внешнего магнитного поля.

Отметим также, что невязимные устройства являются необходимыми компонентами при обработке классической и квантовой информации в интегрированных фотонных схемах [69]. Помимо этих применений, невязимный фазовый сдвиг представляет фундаментальный интерес также для изучения экзотической топологической фотоники [70], такого как реализация киральных краевых состояний и топологической защиты [71, 72] и т. д.

Другая особенность указанной выше неинвариантности дисперсионного уравнения относительно изменения направления распространения света на обратное направление для рассматриваемой системы проявляется при рассмотрении угловой зависимости отражения. На рис. 7 представлены зависимости отражения  $R$  от угла падения  $\alpha$  в случаях  $\theta = 0$  (а) и  $\theta \neq 0$  (б). Падающий на систему свет имеет круговые правую (1) и левую (2) поляризации, а также линейные  $s$ - (3)- и  $p$ - (4)-поляризации. В отсутствие внешнего магнитного поля кривые  $R(\alpha)$  для обеих ортогональных круговых поляризаций падающего света совпадают, тогда как для ортогональных линейных поляризаций падающего света, как хорошо известно, они различаются. При нало-



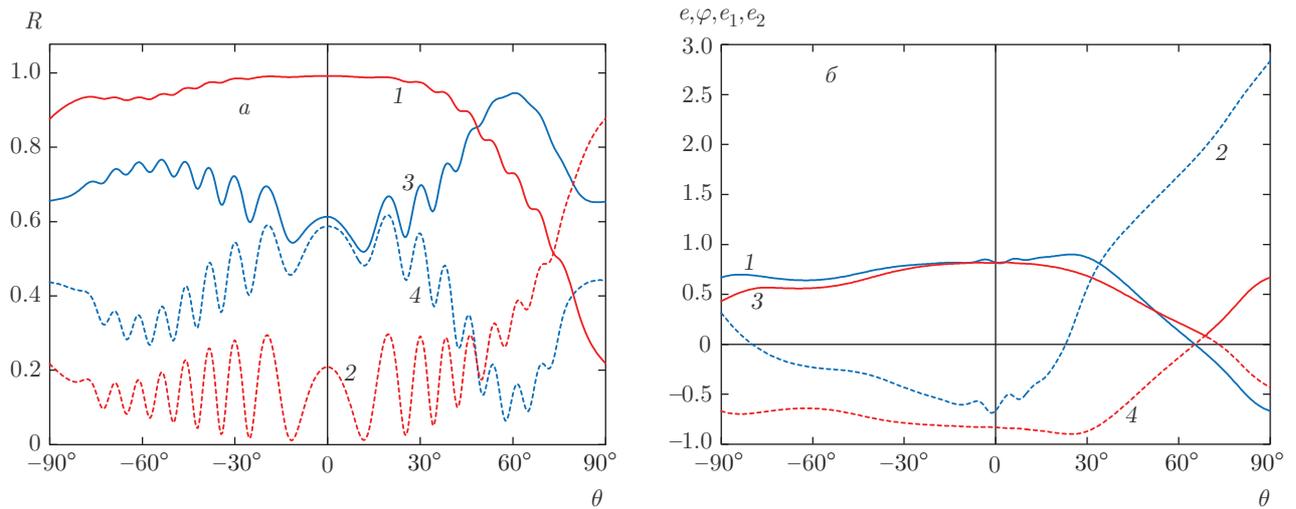
**Рис. 8.** (В цвете онлайн) Эволюция спектров отражения при изменении угла падения при  $g = 0.8$  и  $\theta = -162^\circ$ . Падающий на систему свет имеет круговые правую (а) и левую (б) поляризации, а также линейные  $s$ (в)- и  $p$ (г)-поляризации;  $\lambda = 1000$  нм. Остальные параметры такие же, как на рис. 5

жении внешнего магнитного поля, перпендикулярного границам слоя, кривые  $R(\alpha)$  для обеих ортогональных круговых поляризаций падающего света начинают отличаться друг от друга, однако эти кривые остаются симметричными относительно оси  $\alpha = 0$ , т. е. имеет место соотношение  $R(\alpha) = R(-\alpha)$ . Эта симметрия исчезает при  $\theta \neq 0$ , т. е. когда угол между направлением внешнего магнитного поля и плоскостью  $z = 0$  (см. рис. 1) отличается от  $90^\circ$ . При  $\theta \neq 0$  имеем  $R(\alpha) \neq R(-\alpha)$ , т. е. имеем новый тип невзаимности. Причем условие  $R(\alpha) \neq R(-\alpha)$  имеет место как для ортогональных круговых, так и линейных поляризаций падающей волны и отличие  $R(\alpha)$  от  $R(-\alpha)$  при параметрах рис. 7 значительное.

#### 4. ЭФФЕКТЫ АСИММЕТРИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НЕИНВАРИАНТНОСТЬЮ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ. НОВЫЕ ОБЛАСТИ ДИФРАКЦИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ

Переходим к обсуждению новых эффектов асимметрии, обусловленные неинвариантностью дисперсионного уравнения относительно изменения направления распространения света на обратное.

На рис. 8 представлена эволюция спектров отражения при изменении угла падения при  $g = 0.8$  и  $\theta = -162^\circ$ . Падающий на систему свет имеет пра-



**Рис. 9.** Зависимость отражения  $R(a)$ , эллиптичности поляризации  $e$  (1), вращения поворота плоскости поляризации  $\varphi$  (2) и эллиптичностей СП  $e_1$  (3) и  $e_2$  (4) (б) от угла  $\theta$  в случае  $\alpha = 45^\circ$ ;  $a$  — падающий на систему свет имеет круговые правую (1) и левую (2) поляризации, а также линейные  $s$ (3)- и  $p$ (4)-поляризации;  $g = 0.8$ ,  $\lambda = 1000$  нм. Остальные параметры такие же, как на рис. 5

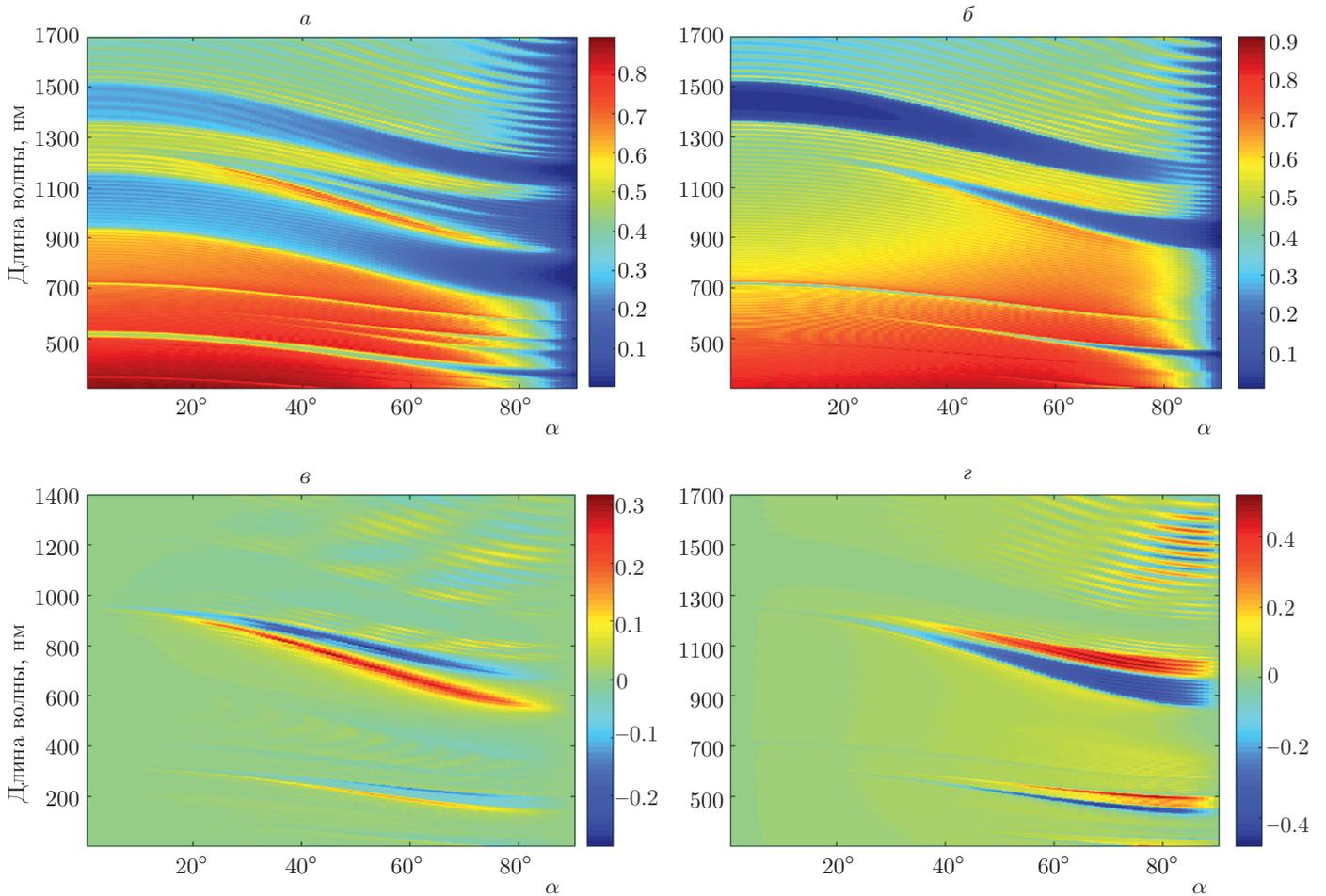
вую (а) и левую (б) круговые поляризации, а также линейные  $s$ (3)- и  $p$ (4)-поляризации. Белые полосы соответствуют областям сильного отражения, т.е. ФЗЗ. Тонкие горизонтальные белые линии на рис. 8а,б проведены, чтобы показать выполнение неравенства  $R(\alpha) \neq R(-\alpha)$ . Из этого рисунка следует, что на определенных длинах волн при определенном угле падения  $\alpha$  возможна ситуация полного отражения, тогда как на этой же длине волн при угле падения  $-\alpha$  имеет место полное пропускание света и наоборот.

На рис. 9 представлены зависимости отражения  $R(a)$ , эллиптичности поляризации  $e$ , вращения поворота плоскости поляризации  $\varphi$  и эллиптичностей СП  $e_1$  и  $e_2$  (б) от угла  $\theta$  в случае  $\theta = 45^\circ$ . Как следует из данного рисунка, изменение угла  $\theta$  приводит к большим изменениям представленных величин. Таким образом, возможность управления углом  $\theta$  является еще одним инструментом управления рассматриваемой системы, причем в широких масштабах.

Как известно, управление поглощением света при помощи искусственных или самоорганизующихся нанопотонных структур (фотонные кристаллы, метаматериалы, и т. д.) является активной областью исследования в связи с его возможным применением в лазерах и светодиодах [73–76], однофотонной генерации для квантовой информации [77–80], в сборе и аккумуляции солнечной световой энергии [32, 81–83] и т. д. Поглощение является одним из первых испы-

танных методов управления электромагнитным полем в среде. ФК и метаматериалы обладают интересными особенностями поглощения. В частности, в ФЗЗ имеет место эффект подавления поглощения. Вне ФЗЗ вблизи ее границ, при анизотропном поглощении имеет место эффект аномально сильного (аномально слабого) поглощения, а в метаматериалах с большой оптической анизотропией с несколькими периодами можно обеспечить такое поглощение, какое с обычными ФК слоями возможно с намного большим числом периодов.

На первом этапе мы будем предполагать, что частота падающего света находится вдали от резонансной частоты  $\omega_0$ , а величина  $\gamma$  (полуширина линии поглощения при лоренцевской форме линии) значительная, так что поглощение можно считать большим, постоянным и не зависящим от частоты. Поглощение светом системой характеризуется величиной  $A = 1 - (R + T)$ . На рис. 10 представлена эволюция спектров поглощения  $A$  (а,б) и  $\Delta A = A(\alpha) - A(-\alpha)$  (в,г) при изменении угла падения  $\alpha$ . Падающий на систему свет имеет линейную  $s$ -поляризацию (а,в) и правую круговую поляризацию (б,г). Как следует из рис. 10, в ФЗЗ имеет место подавление поглощения. Вне ФЗЗ наблюдаются осцилляции поглощения дифракционного происхождения. Естественно, изменение угла падения также влияет на поглощение. При больших углах падения увеличение отражения уменьшает поглощение. Рассмотрен случай  $\theta \neq 0$ , из-за асимметрии отражения наблю-



**Рис. 10.** (В цвете онлайн) Эволюция спектров поглощения  $A$  ( $a, б$ ) и  $\Delta A = A(\alpha) - A(-\alpha)$  ( $в, г$ ) при изменении угла падения  $\alpha$ . Падающий на систему свет имеет линейную  $s$ -поляризацию ( $a, в$ ) и правую круговую поляризацию ( $б, г$ );  $\epsilon_0 = 0.01$ ,  $g = 0.8$ ,  $\theta = -162^\circ$ . Остальные параметры такие же, как на рис. 5

дается асимметрия поглощения, причем эта асимметрия поглощения достигает значительных величин ( $|\Delta A| \approx 0.3$  для линейной поляризации падающей волны и  $|\Delta A| \approx 0.45$  для круговой поляризации). При  $\theta = 0$  имеем  $\Delta A = 0$ .

Заметим, что следует ожидать также асимметрии линейного и кругового дихроизмов, вращения поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации, обусловленных неинвариантностью дисперсионного уравнения относительно изменения направления распространения света на обратное, что подтверждается также нашими численными расчетами.

Эта система проявляет новые и интересные особенности при наклонном падении при больших значениях параметра  $g$ .

Изучение эволюции спектров отражения при изменении угла падения в отсутствие внешнего магнитного поля и сравнение этих результатов в случае присутствия внешнего магнитного поля показывает, что при наклонном падении при больших значениях параметра  $g$  появляются новые области дифракционного отражения. На рис. 8а эти новые области указаны белыми стрелками. При отсутствии внешнего магнитного поля или при слабых полях эти области отсутствуют. Эта новая ФЗЗ имеет ряд особенностей: при  $\theta = 0$  она является поляризационно-нечувствительной, т. е. в этой области имеет место полное отражение света с любой поляризацией падающего света; с увеличением параметра  $g$  она простирается к малым значениям угла падения. Далее, с увеличением параметра  $g$  увеличивается частот-

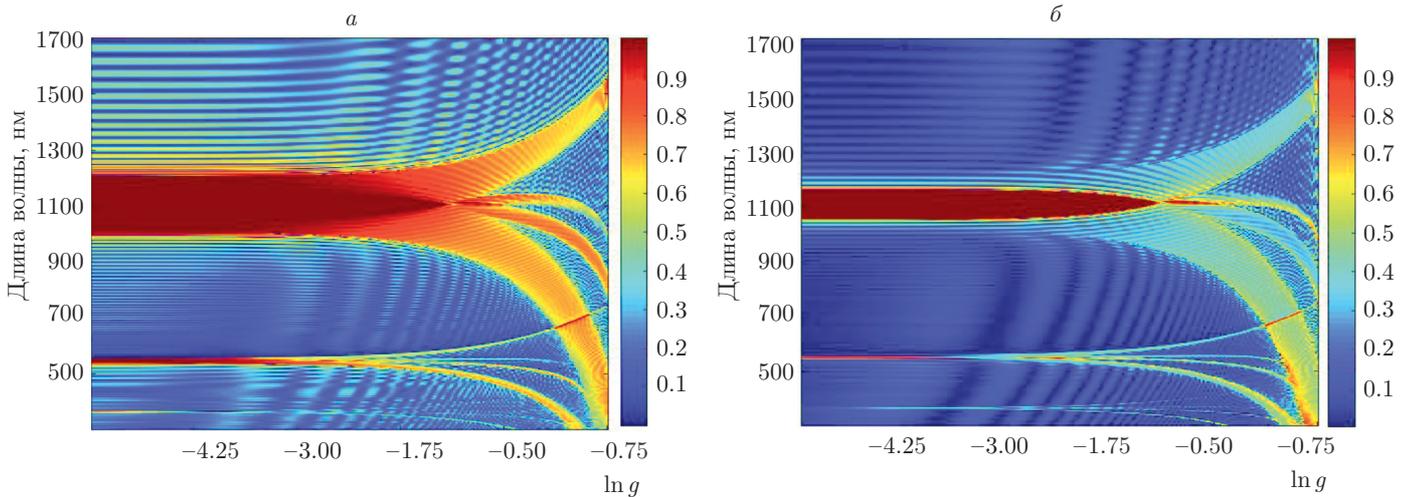


Рис. 11. (В цвете онлайн) Эволюция спектров отражения  $R$  при изменении параметра  $g$ . Падающий на систему свет имеет линейную  $s(a)$ - и  $p(b)$ -поляризацию;  $\alpha = 50^\circ$ ,  $\theta = -162^\circ$ . Остальные параметры такие же, как на рис. 5

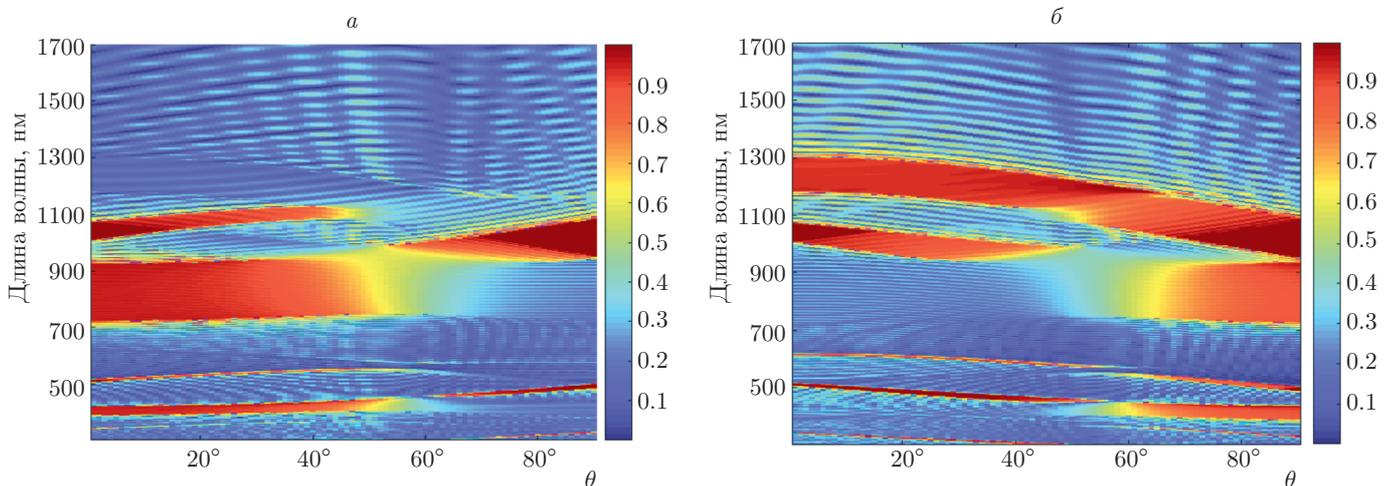


Рис. 12. (В цвете онлайн) Эволюция спектров отражения  $R$  при изменении угла  $\theta$ . Падающий на систему свет имеет правую (а) и левую (б) круговые поляризации;  $\alpha = 60^\circ$ ,  $g = 0.8$ . Остальные параметры такие же, как на рис. 5

ная ширина области пропускания, формирующаяся между этой областью и областью отражения, селективная к поляризации падающего света.

Для демонстрации некоторых особенностей формирования этой новой ФЗЗ, на рис. 11 мы представили эволюцию спектров отражения при изменении параметра  $g$  при  $\theta \neq 0$ . Падающий на слой МФК свет имеет линейные  $s(a)$ - и  $p(b)$ -поляризации.

И, наконец, на рис. 12 мы представили эволюцию спектров отражения при изменении угла  $\theta$ . Падающий на слой МФК свет имеет линейные  $s(a)$ - и  $p(b)$ -поляризации. Рисунки демонстрируют сильное влияние изменения угла  $\theta$  на отражение и на зон-

ную структуру в частности. При  $\theta \neq 0$  эти новые ФЗЗ становятся поляризационно чувствительными и при изменении  $\theta$  ФЗЗ с правой круговой поляризацией смещается в одну сторону по частотной оси, а ФЗЗ с левой круговой поляризацией смещается в обратную сторону. Вследствие этого структура ФЗЗ становится более сложной, что продемонстрировано на рис. 8, 10–12.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы изучили особенности дифракции света в МФК при больших значениях параметра магнитооптической активности и глубины модуляции. Рассмотрен случай, когда угол между направлением

внешнего статического магнитного поля и нормально к границе слоя произвольный. Изучены зависимости локальных коэффициентов преломления собственных мод от угла  $\alpha$  и от угла  $\theta$ . Исследованы особенности спектров отражения. Изучены особенности невязимности и показано, что данная система невязима не только по отношению к круговым поляризациям (как это имеет место при  $\theta = 0$ ), но и к линейным поляризациям. Показано, что в этом случае появляется новый тип невязимности, а именно, имеет место соотношение  $R(\alpha) \neq R(-\alpha)$ . Далее, картина дифракции в этом случае намного богаче. Мы показали, что при наклонном падении появляется новая область дифракционного отражения в каждом порядке дифракции. Эта новая область при  $\theta = 0$  является полной, в том смысле, что в этой области дифракционное отражение претерпевает падающий свет с любой поляризацией. При  $\theta \neq 0$  эта новая область становится поляризационно чувствительной. Ширина областей дифракционного отражения, их число, частотное местоположение и частотное расстояние определяются параметрами среды и внешнего магнитного поля, ими можно управлять, в том числе изменением угла  $\theta$ . Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые поляризационные фильтры и зеркала, преобразователи поляризации мод, модовые дискриминаторы, мультиплексоры для циркулярно поляризованных волн. Кроме того, они могут быть использованы как источники круговой (эллиптической) поляризации, управляемые оптические диоды, а также применяться в лазерах с управляемой длиной волны излучения и т. д.

В заключение отметим, что магнитооптические явления широко применяются также как метод изучения различных вопросов строения вещества. Они позволяют исследовать особенности магнитной доменной структуры, поверхностные магнитные свойства, энергетические спектры магнитоактивных ионов в магнитных диэлектриках, электронной структуры ферромагнитных металлов и т. д.

Один из соавторов (Г. С. С.) благодарит за финансовую поддержку работы РФФИ (соглашение 14-50-00034).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, *Ферриты и их техническое применение*, Наука, Ленинград (1975).

2. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magneto-optical Materials*, Institute of Phys. Publ., Bristol and Philadelphia (1997).
3. В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика*, Энергоатомиздат, Москва (1990).
4. O. V. Ivanov and D. I. Sementsov, *Pure Appl. Opt.* **6**, 455 (1997).
5. A. Figotin and I. Vitebsky, *Phys. Rev. E* **63**, 066609 (2001).
6. A. Figotin and I. Vitebskiy, *Phys. Rev. B* **67**, 165210 (2003).
7. A. B. Khanikaev and M. J. Steel, *Opt. Express* **17**, 5265 (2009).
8. S. Sakaguchi and N. Sugimoto, *Opt. Commun.* **162**, 64 (1999).
9. A. M. Merzlikin, A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy, and A. B. Granovsky, *Phys. B* **394**, 277 (2007).
10. A. M. Merzlikin, M. Levy, A. P. Vinogradov, Z. Wu, and A. A. Jalali, *Opt. Commun.* **283**, 4298 (2010).
11. F. Jonsson and C. Flytzanis, *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 293 (2005).
12. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, and T. Rasing, *J. Phys. D* **36**, R277 (2003).
13. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, and A. Granovsky, *J. Phys. D* **39**, R151 (2006).
14. H. F. Zhang, S. B. Liu, X. K. Kong, and B. X. Li, *Eur. Phys. J. D* **67**, 169 (2013).
15. H. Kato and M. Inoue, *J. Appl. Phys.* **91**, 7017 (2002).
16. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, and M. Inoue, *IEEE Trans. Magn.* **38**, 3246 (2002).
17. W. Smigaj, J. Romero-Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens, and M. Vanwolleghem, *Opt. Lett.* **35**, 568 (2010).
18. Q. Wang, Z. Ouyang, and Q. Liu, *J. Opt. Soc. Amer. B* **28**, 703 (2011).
19. S. Eliseeva and D. Sementsov, *Phys. Sol. St.* **54**, 1981 (2012).
20. S. V. Eliseeva, V. A. Ostatochnikov, and D. I. Sementsov, *J. Magn. Magn. Mat.* **354**, 267 (2014).

21. R. Abdi-Ghaleh and M. Asad, *Eur. Phys. J. D* **69**, 13 (2015).
22. J. L. Arce-Diego, R. Lopez-Ruisanchez, J. M. Lopez-Higuera, and M. A. Muriel, *Opt. Lett.* **22**, 603 (1997).
23. G. Wang, J. P. Huang, and K. W. Yu, *Opt. Lett.* **33**, 2200 (2008).
24. G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, and M. U. González, *Adv. Opt. Mater.* **1**, 10 (2013).
25. C. Hermann, V. A. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V. I. Safarov, and P. Bertrand, *Phys. Rev. B* **64**, 235422 (2001).
26. J. B. González-Díaz, A. García-Martín, J. M. García-Martín, A. Cebollada, G. Armelles, B. Sepúlveda, Y. Alaverdyan, and M. Käll, *Small* **4**, 202 (2008).
27. V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, and M. Bayer, *Nat. Nanotechnol.* **6**, 370 (2011).
28. J. Chin, T. Steinle, T. Wehler, D. Dregely, T. Weiss, V. L. Belotelov, B. Stritzker, and H. Giessen, *Nat. Comm.* **4**, 1599 (2013).
29. V. V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Cebollada, A. García-Martín, J. M. García-Martín, T. Thomay, A. Leitenstorfer, and R. Bratschitsch, *Nat. Photonics* **4**, 107 (2010).
30. И. Ф. Гисмятов, Д. И. Семенцов, *Опт. спектр.* **92**, 643 (2002).
31. A. H. Gevorgyan and G. K. Matinyan, *ЖЭТФ* **145**, 877 (2014).
32. A. H. Gevorgyan and M. Z. Harutyunyan, *Phys. Rev. E* **76**, 031701 (2007).
33. R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*, North-Holland, New York (1977).
34. A. H. Gevorgyan, *Opt. Spectrosc.* **91**, 762 (2001).
35. О. С. Ерицян, *УФН* **132**, 645 (1982).
36. A. H. Gevorgyan, *Tech. Phys.* **47**, 1008 (2002).
37. M. Scalora, J. P. Dowling et al., *J. Appl. Phys.* **76**, 2023 (1994).
38. L. Poladian, *Phys. Rev. E* **54**, 2963 (1996).
39. M. Scalora, D. Tocci et al., *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2324 (1995).
40. A. H. Gevorgyan, *Tech. Phys. Lett.* **29**, 819 (2003).
41. A. H. Gevorgyan, *Tech. Phys. Lett.* **34**, 22 (2008).
42. Z. Yu and Z. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 121133 (2007).
43. A. Alberucci and G. Assanto, *Opt. Lett.* **33**, 1641 (2008).
44. X. Hu, C. Xin, Z. Li, and Q. Gong, *New J. Phys.* **12**, 023029 (2010).
45. X.-B. Kang, W. Tan et al., *Chin. Phys. Lett.* **27**, 074204 (2010).
46. H.-X. Da, Z.-Q. Huang, and Z.-Y. Li, *J. Appl. Phys.* **108**, 063505 (2010).
47. C. Xue, H. Jiang, and H. Chen, *Opt. Express.* **18**, 7479 (2010).
48. Q. Wang, F. Xu et al., *Opt. Express.* **18**, 7340 (2010).
49. A. F. Bukhanko, *Opt. Spectrosc.* **110**, 281 (2011).
50. S. V. Zhukovsky and A. G. Smirnov, *Phys. Rev. A* **83**, 023818 (2011).
51. X. Hu, Z. Li et al., *Adv. Funct. Mat.* **21**, 1803 (2011).
52. X. Hu, Z. Li et al., *Plasmonics.* **6**, 619 (2011).
53. K. Xiu-Bao, T. Wei et al., *Chin. Phys. Lett.* **27**, 074204 (2010).
54. H.-X. Da, Z.-Q. Huang, and Z.-Y. Li, *J. Appl. Phys.* **108**, 063505 (2010).
55. C. Menzel, C. Helgert et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 253902 (2010).
56. M. Kang, J. Chen et al., *Opt. Express.* **19**, 8347 (2011).
57. I. V. Shadrivov, V. A. Fedotov et al., *New J. Phys.* **13**, 033025 (2011).
58. J. Li, J. Zhou, M. Yang, C. Xue, and M. He, *Opt. Lett.* **11**, 030503 (2011).
59. C. P. Yin, T. B. Wang, and H. Z. Wang, *Eur. Phys. J. B* **85**, 104 (2012).
60. H. Zhou, J. Chee, J. Song, and G. Lo, *Opt. Express.* **20**, 8256 (2012).
61. L. Fan, J. Wang et al., *Science* **335**, 447 (2012).
62. H. Li, Z. Deng, J. Huang, and Y. S. Li, *Fu arXiv:1505.02660v2 [physics.optics]*.
63. K. Jamshidi-Ghaleh, Z. Safari, and F. Moslemi, *Eur. Phys. J. D* **69**, 95 (2015).

64. T. F. Assuncao, E. M. Nasimento, and M. L. Lira, *Phys. Rev. E* **90**, 022901 (2014).
65. U. S. Hasar, J. J. Barroso et al., *Photonics and Nanostructures-Fund. Appl.* **13**, 106 (2015).
66. Z. Wang, L. Shi, Y. Liu, X. Xu, and X. Zhang, *Sci. Rep.* **5**, 8657 (2015).
67. Y. Zhou, Y.-Q. Dong et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 041114 (2014).
68. C. Wang, C.-Z. Zhou, and Z.-Y. Li, *Opt. Express.* **19**, 26948 (2011).
69. Y. Shoji and T. Mizumoto, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **15**, 014602 (2014).
70. L. Lu, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, *Nat. Photon.* **8**, 821 (2014).
71. Z. Wang, Y. Chong, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, *Nature* **461**, 772 (2009).
72. M. Hafezi, E. A. Demler, M. D. Lukin, and J. M. Taylor, *Nat. Phys.* **7**, 907 (2011).
73. H. Altug, D. Englund, and J. Vuckovic, *Nature Phys.* **2**, 484 (2006).
74. P. Lodahi, A. F. van Driel et al., *Nature (London)* **430**, 654 (2004).
75. R. V. Nair, A. K. Tiwari, S. Mujumdar, and B. N. Jagatap, *Phys. Rev. A* **85**, 023844 (2012).
76. M. Bobrovsky, T. F. Krauss et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1036 (1999).
77. C. Santori, D. Fattal et al., *Nature (London)* **419**, 594 (2002).
78. J. Kim, O. Benson, H. Kan, and Y. Yamamoto, *Nature (London)* **397**, 500 (1999).
79. P. Michler, A. Kiraz et al., *Science* **290**, 2282 (2000).
80. A. Kuhn, M. Henric, and G. Rempe, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067901 (2002).
81. M. Gratzel, *Nature (London)* **414**, 338 (2001).
82. L. Zeng, P. Bermel, Y. Yi et al., *Appl. Phys. Lett.* **93**, 221105 (2008).
83. A. H. Gevorgyan, A. Kocharian, and G. A. Vardanyan, *Opt. Commun.* **259**, 455 (2006).