

ВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Д. А. Сылгачева**, *Н. Е. Хохлов*, *А. Н. Калиш*, *В. И. Белотелов*

*Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

*Российский квантовый центр
143025, Сколково, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 декабря 2015 г.

Изучены волноводные моды одномерных магнитных фотонных кристаллов, содержащих слои, намагниченные в плоскости. Показано, что в таких структурах при распространении волноводных мод вдоль слоев и перпендикулярно намагниченности возникает эффект магнитооптической невзаимности. Данный эффект состоит в изменении фазовой скорости моды при изменении направления намагниченности слоя на противоположное. Сравнение эффекта в немагнитном фотонном кристалле с дополнительным магнитным слоем и в фотонном кристалле с магнитными слоями показало, что величина эффекта в несколько раз больше в первом случае, несмотря на то, что во втором случае электромагнитное поле мод сильнее локализуется в магнитных областях. Это связано с несимметричностью диэлектрических слоев, граничащих с магнитным слоем в первом случае. Рассмотренный эффект важен для управления модами волнующих структур с помощью внешнего магнитного поля.

DOI: 10.7868/S0044451016110018

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные требования к лазерной технике и скорости передачи и обработки информации оптическими методами стимулируют исследователей к поиску новых методов управления светом на субмикронных масштабах. Использование многослойных планарных волноводов открывает новые перспективы в этой области [1–7]. Системы планарных волноводов используют, например, в волоконно-оптической системе связи WDM-типа (Wavelength division multiplexing — спектральное мультиплексирование) для оптической модуляции в узком спектральном диапазоне, который соответствует одному из каналов передачи информации [1–4].

Оптические свойства планарных волноводов модифицируют с помощью брэгговских структур — одномерных фотонных кристаллов (ФК). В частности, использование ФК в качестве оболочки волноводов позволяет задавать необходимые дисперсионные характеристики собственных мод [5, 6]. Также такие

структуры значительно расширяют область применения волноводов, включая оптические переключатели и волноводные интерферометры Маха–Цандера [7].

Особый интерес представляют ФК, содержащие слои из магнитоупорядоченных сред, — магнитные фотонные кристаллы (МФК). В этом случае намагниченность, в зависимости от ориентации относительно направления распространения света и плоскости слоев, модифицирует либо поляризацию световой волны, либо ее фазовую скорость [8–14]. При этом возникает резонансное усиление магнитооптических эффектов [15–18]. В работе [15] показано, что при прохождении света через МФК (Bi:YIG/SiO_2)⁵/Bi:YIG/плавленый кварц) угол Фарадея увеличивается почти в шесть раз по сравнению со случаем уединенной пленки Bi:YIG, толщина которой равна суммарной толщине всех слоев Bi:YIG фотонного кристалла. Это происходит за счет увеличения эффективного оптического пути света в магнитных слоях МФК. Теоретический анализ эффекта Фарадея в МФК такого типа может быть выполнен с помощью метода матриц переноса [16].

* E-mail: sylgacheva.darjja@physics.msu.ru

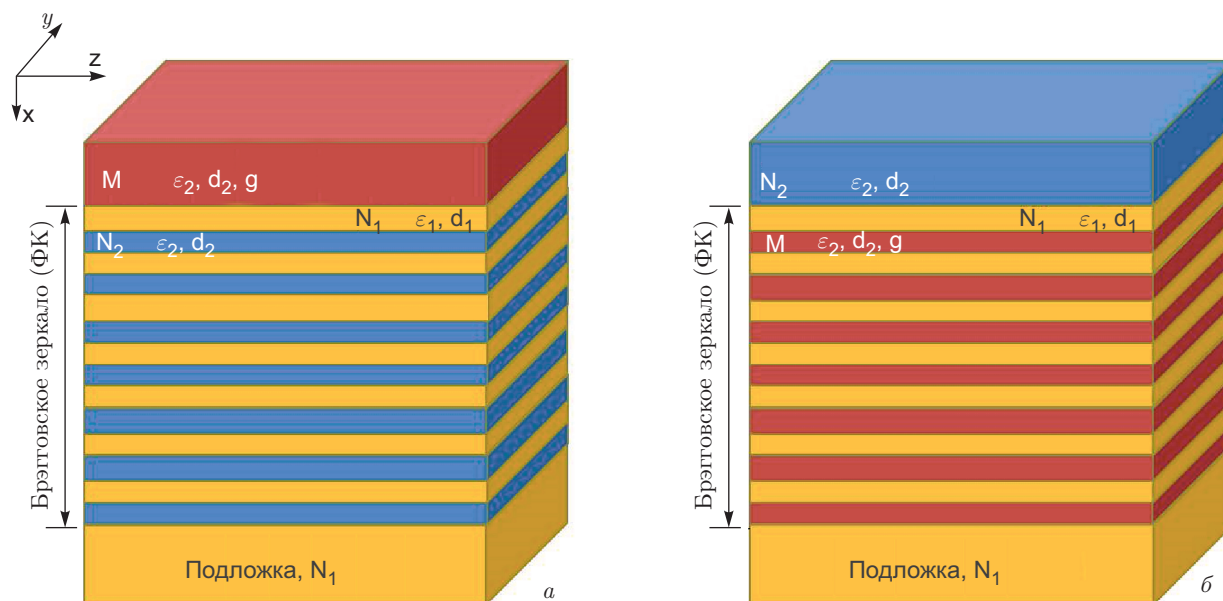


Рис. 1. (В цвете онлайн) Схемы ФК с магнитными слоями: структуры типа I (а) и типа II (б). Намагниченность магнитных слоев M направлена вдоль оси y

В работах [19, 20] исследованы так называемые оптические состояния Тамма, локализованные на границе между двумя фотонными кристаллами, один из которых содержит магнитные слои. Состояния Тамма также могут возбуждаться в дополнительном слое, нанесенном на поверхность ФК [21–23].

Следует отметить, что до сих пор рассматривались магнитооптические эффекты в МФК при распространении излучения перпендикулярно слоям ФК либо под углом к ним. Однако особый интерес представляет исследование волноводного распространения излучения вдоль слоев ФК. Это возможно при возбуждении волноводных мод, локализованных в слоях ФК с большим показателем преломления. В случае волноводных мод уединенной магнитной пленки внешнее магнитное поле изменяет дисперсию мод линейно по намагниченности [24–28]. Следует ожидать аналогичного воздействия поперечной намагниченности и на моды ФК с магнитными слоями. Однако, поскольку моды ФК взаимодействуют между собой, возможны некоторые особенности по сравнению с модами уединенной пленки. По сведениям авторов, ранее этот вопрос не был изучен.

В данной работе теоретически исследовано влияние поперечного магнитного поля на волноводные моды ФК, содержащего магнитные слои. При этом рассмотрены два типа структур, состоящих из ФК и

дополнительного слоя сверху (рис. 1). В структуре типа I магнитным является только верхний дополнительный слой (рис. 1а), в то время как в структуре типа II намагничены только слои ФК с большим показателем преломления внутри брэгговского зеркала ФК (рис. 1б). В работе расширена теория дисперсии волноводных мод на случай поперечной намагниченности слоистых периодических структур. Путем решения дисперсионного уравнения для волноводных мод показано, что поперечная намагниченность приводит к эффекту магнитооптической невзаимности, заключающемуся в зависимости фазовой скорости волноводной моды от направления намагниченности слоев.

2. МЕТОД РАСЧЕТА ДИСПЕРСИИ ВОЛНОВОДНЫХ МОД ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Свойства волноводных мод, распространяющихся в слоях немагнитного одномерного фотонного кристалла, впервые были теоретически изучены в работах [29–35]. Согласно развитому в этих работах подходу, закон дисперсии волноводных мод ФК может быть получен путем построения матрицы рассеяния и нахождения условий существования нетривиальных решений однородной системы линейных уравнений на ее основе.

Для полноты картины кратко изложим основные моменты данного подхода. Рассмотрим структуру, окруженную с двух сторон различными полубесконечными средами. Комплексные амплитуды волн, падающих на ФК (f_l и b_r) и исходящих из ФК (f_r и b_l), сверху $\begin{pmatrix} f_l \\ b_l \end{pmatrix}$ и снизу от ФК $\begin{pmatrix} f_r \\ b_r \end{pmatrix}$ связаны матрицей переноса \hat{T} :

$$\begin{pmatrix} f_r \\ b_r \end{pmatrix} = \hat{T} \begin{pmatrix} f_l \\ b_l \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Выражая из (1) амплитуды волн, исходящих из ФК, через амплитуды волн, падающих на ФК, получаем матрицу рассеяния \hat{S} :

$$\begin{pmatrix} f_r \\ b_l \end{pmatrix} = \hat{S} \begin{pmatrix} f_l \\ b_r \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Элементы матрицы рассеяния выражаются через элементы матрицы \hat{T} , t_{ij} , следующим образом:

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} \frac{1}{t_{11}} & \frac{t_{21}}{t_{11}} \\ -\frac{t_{12}}{t_{11}} & \frac{t_{11}t_{22} - t_{12}t_{21}}{t_{11}} \end{pmatrix}^{-1}. \quad (3)$$

Матричные элементы t_{ij} являются функциями частоты и плоскостной компоненты волнового вектора.

Собственные моды структуры существуют внутри ФК без падающего излучения. Таким образом, для поиска собственных мод в уравнении (2) требуется положить $f_l, b_r = 0$. Согласно (2), дисперсионное уравнение собственных мод структуры получается из условия равенства нулю определителя обратной матрицы рассеяния:

$$\det(\hat{S}^{-1}) = \frac{t_{22}}{t_{11}}.$$

Следовательно, дисперсионное уравнение для моды с постоянной распространения β имеет вид

$$t_{22}(\omega, \beta) = 0.$$

Решения дисперсионного уравнения являются нулями определителя обратной матрицы рассеяния \hat{S}^{-1} и, следовательно, полюсами определителя прямой матрицы рассеяния \hat{S} .

Для того чтобы учесть влияние намагниченности слоев, запишем тензор диэлектрической проницаемости в системе координат, в которой ось x направлена ортогонально границам слоев, а моды распространяются вдоль оси z :

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & ig_z & -ig_y \\ -ig_z & \varepsilon_{yy} & ig_x \\ ig_y & -ig_x & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

где \mathbf{g} — вектор гирации, линейный по намагниченности \mathbf{M} и сонаправленный с ней. Далее для простоты описания интересующих нас магнитооптических явлений рассмотрим случай изотропных сред, в которых $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon$. В выбранной системе координат поперечная намагниченность направлена вдоль оси y , т.е. $g_x = g_z = 0$. Пусть ФК образован двумя типами слоев (1 и 2), при этом диэлектрическая проницаемость и гирация имеют вид

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_2, & 0 < x < b, \\ \varepsilon_1, & b < x < \Lambda, \end{cases}$$

$$g(x) = \begin{cases} g_2, & 0 < x < b, \\ g_1, & b < x < \Lambda. \end{cases}$$

Здесь Λ — период структуры, $\varepsilon(x) = \varepsilon(x + \Lambda)$ и $g(x) = g(x + \Lambda)$. Комплексную амплитуду напряженности магнитного поля внутри каждого однородного слоя α ($\alpha = 1, 2$) n -й элементарной ячейки ФК в силу непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора можно представить в виде суммы встречных плоских волн:

$$H_y(x, z) = \left[a_n^{(\alpha)} \exp(ik_{\alpha x}(x - n\Lambda)) + b_n^{(\alpha)} \exp(-ik_{\alpha x}(x - n\Lambda)) \right] \exp(i\beta z),$$

где $k_{\alpha x} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_\alpha - \beta^2}$, $k_0 = \omega/c$.

Условие непрерывности составляющих E_z и H_y при $x = (n - 1)\Lambda$ и $x = (n - 1)\Lambda + b$ приводит к матричному уравнению:

$$\begin{pmatrix} a_{n-1}^{(1)} \\ b_{n-1}^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n^{(1)} \\ b_n^{(1)} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В этом уравнении элементы матрицы в линейном по g приближении записываются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 A &= \exp(-ik_{1x}a) \times \\
 &\times \left[\cos(k_{2x}b) - i\frac{1}{2} \sin(k_{2x}b) \left(\frac{k_{1x}\varepsilon_2}{k_{2x}\varepsilon_1} + \frac{k_{2x}\varepsilon_1}{k_{1x}\varepsilon_2} \right) \right], \\
 B &= \exp(ik_{1x}a) i\frac{1}{2} \sin(k_{2x}b) \left(\frac{k_{1x}\varepsilon_2}{k_{2x}\varepsilon_1} - \frac{k_{2x}\varepsilon_1}{k_{1x}\varepsilon_2} + \right. \\
 &\quad \left. + 2\frac{i\beta\varepsilon_2}{k_{2x}} \left(\frac{g_2}{\varepsilon_2^2} - \frac{g_1}{\varepsilon_1^2} \right) \right), \\
 C &= \exp(-ik_{1x}a) i\frac{1}{2} \sin(-k_{2x}b) \left(\frac{k_{1x}\varepsilon_2}{k_{2x}\varepsilon_1} - \frac{k_{2x}\varepsilon_1}{k_{1x}\varepsilon_2} - \right. \\
 &\quad \left. - 2\frac{i\beta\varepsilon_2}{k_{2x}} \left(\frac{g_2}{\varepsilon_2^2} - \frac{g_1}{\varepsilon_1^2} \right) \right), \\
 D &= \exp(ik_{1x}a) \times \\
 &\times \left[\cos(k_{2x}b) + i\frac{1}{2} \sin(k_{2x}b) \left(\frac{k_{1x}\varepsilon_2}{k_{2x}\varepsilon_1} + \frac{k_{2x}\varepsilon_1}{k_{1x}\varepsilon_2} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{5}$$

где $a = \Lambda - b$. В выражении (4) матрица представляет собой матрицу переноса для одной ячейки, связывающую амплитуду плоских волн в слое элементарной ячейки с аналогичными амплитудами для эквивалентного слоя в следующей элементарной ячейке. Поскольку эта матрица связывает амплитуды поля двух эквивалентных слоев, она является унимодулярной, т. е.

$$AD - BC = 1.$$

Благодаря этому при нахождении матрицы переноса для N пар слоев в структуре ФК можно воспользоваться равенством Чебышева:

$$\begin{aligned}
 \hat{T} &= \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N = \\
 &= \begin{pmatrix} AU_{N-1} - U_{N-2} & BU_{N-1} \\ CU_{N-1} & DU_{N-1} - U_{N-2} \end{pmatrix}, \tag{6}
 \end{aligned}$$

где

$$U_N = \frac{\sin(N+1)K\Lambda}{\sin(K\Lambda)},$$

K — блоховское волновое число, определяемое соотношением

$$K = \frac{1}{\Lambda} \arccos \left[\frac{1}{2}(A + D) \right]. \tag{7}$$

Количество периодов фотонного кристалла N влияет на количество и спектральную плотность волноводных мод.

3. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДНЫХ МОД

Волноводная мода характеризуется законом дисперсии, т. е. зависимостью частоты ω от волнового числа β . Расчет дисперсии локализованных мод в исследуемых структурах проводился методом, описанным в разд. 2.

Структуры типов I и II различаются только намагниченностью слоев, поэтому в случае ее отсутствия дисперсии их волноводных мод совпадают (рис. 2а). Дисперсионная диаграмма разделена на четыре области прямыми, соответствующими дисперсии объемных волн в средах с диэлектрическими проницаемостями ε_b (среда над структурой, голубая линия), ε_1 (подложка и слой ФК с меньшим показателем преломления, красная линия) и ε_2 (слой ФК с большим показателем преломления, зеленая линия). Поскольку ФК представляет собой N связанных планарных волноводов, дисперсионные кривые волноводных мод объединяются в семейства, состоящие из N мод. Для определенности при расчетах мы брали $N = 7$. Семейство мод более детально показано на рис. 3б.

Волноводные моды локализованы в слоях структуры только при $\beta > (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_s}$ (область правее красной линии на рис. 2а). Решения дисперсионного уравнения при $(\omega/c)\sqrt{\varepsilon_b} < \beta < (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_1}$ (т. е. область между голубой и красной линией) соответствуют модам, вытекающим в подложку (показаны штриховыми синими линиями). При $(\omega/c)\sqrt{\varepsilon_1} < \beta < (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_2}$ (область между красной и зеленой линиями на рис. 2а) волноводные моды локализованы в слоях N_2 (сплошные синие линии), так как возникают условия полного внутреннего отражения на границах между слоями N_1 и N_2 (рис. 2а). При $\beta > (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_2}$ волноводное распространение света по структуре невозможно.

Рассмотрим область локализации волноводных мод $((\omega/c)\sqrt{\varepsilon_1} < \beta < (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_2})$ более подробно. Поскольку ФК содержит $N = 7$ периодов, одно семейство состоит из 7 мод (моды 2–8). Еще одна мода (мода 1) локализована в верхнем дополнительном слое ФК, и поэтому ее дисперсия немного отдалена от остальных мод. Эти моды отличаются друг от друга распределением поля. На рис. 2б показаны зависимости квадрата модуля поперечной компоненты H_y от координаты x для волноводных мод 1, 5, 7 и 8.

Рассмотрим влияние на дисперсии мод поперечной намагниченности. Как следует из (5), в дисперсионном уравнении возникают дополнительные члены, линейные по гирации. Это приводит к эффекту магнитооптической невязимости, который можно охарактеризовать величиной δ — относительным изменением волнового числа моды при перемагничивании структуры:

$$\delta = \frac{\beta(+g) - \beta(-g)}{\beta(+g) + \beta(-g)}. \tag{8}$$

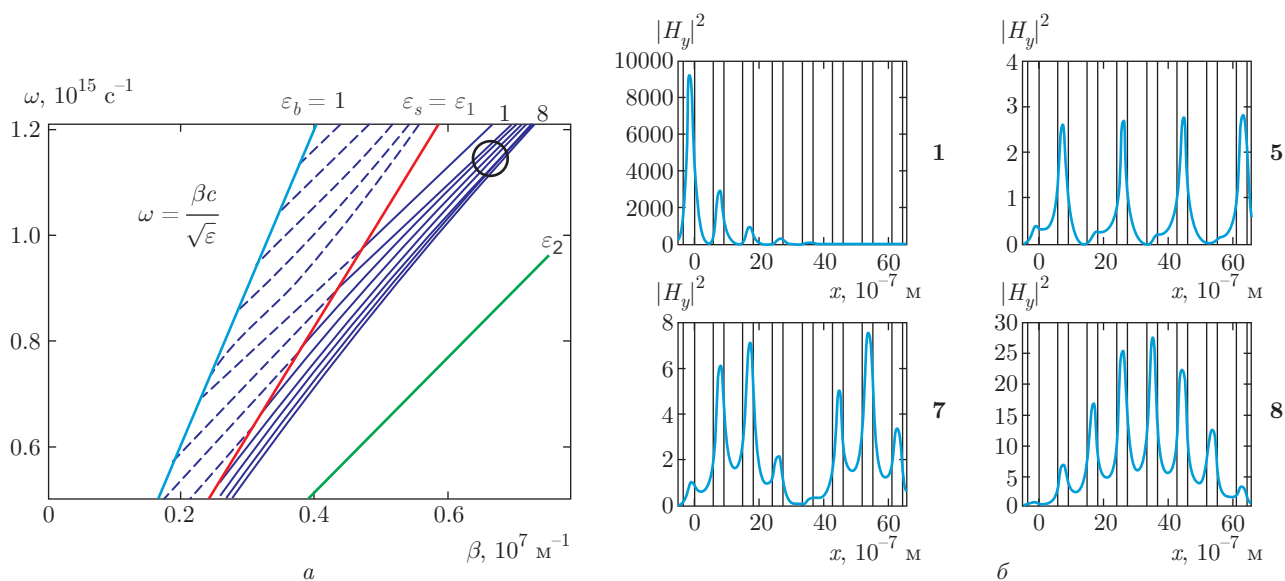


Рис. 2. (В цвете онлайн) *a* — Дисперсионные кривые для волноводных мод структуры, состоящей из ФК ($N = 7$ пар слоев, диэлектрические проницаемости которых равны $\epsilon_1 = 2.1$, $\epsilon_2 = 5.5 + 0.02i$ и толщины $d_1 = 580$ нм, $d_2 = 340$ нм соответственно) и дополнительного слоя с диэлектрической проницаемостью $5.5 + 0.02i$ и толщиной 340 нм. Все слои размагничены, т.е. $g = 0$. Диэлектрические проницаемости подложки и среды над структурой равны соответственно $\epsilon_s = \epsilon_1$ и $\epsilon_b = 1$. Прямые линии показывают дисперсию объемных волн в средах с диэлектрическими проницаемостями ϵ_b (голубая линия), ϵ_1 (красная линия) и ϵ_2 (зеленая линия). *б* — Пространственное распределение электромагнитного поля мод: зависимость квадрата модуля компоненты H_y от координаты x для волноводных мод 1, 5, 7 и 8

Здесь стоит отметить, что перемагничивание структуры эквивалентно изменению направления распространения волноводной моды на противоположное без изменения направления намагниченности. Однако с практической точки зрения удобнее рассматривать изменение намагниченности — это соответствует переключению внешнего магнитного поля, в которое помещен исследуемый образец МФК.

Наличие намагниченности вносит различия в дисперсии волноводных мод структур обоих типов. Величина δ эффекта магнитооптической невзаимности для двух структур показана на рис. 3*а,б*. На первый взгляд, следует ожидать наибольшего эффекта в структуре II, так как моды 2–8 локализованы в магнитных слоях. Однако расчет показывает обратное: величина магнитооптического эффекта для структуры типа II (рис. 3*б*) в 2–3 раза меньше, чем для структуры I (рис. 3*а*). Это связано с тем, что эффект магнитооптической невзаимности нечетен по вектору гирации и, как следствие, возможен только в несимметричных структурах [36]. В то же время в отношении магнитных слоев структура II более симметрична, чем структура I. Действительно, магнитный слой структуры I имеет

две несимметричные границы: воздух–магнитный диэлектрик и магнитный диэлектрик–немагнитный диэлектрик. Напротив, магнитные слои структуры II имеют симметричное окружение слоями немагнитного диэлектрика. Это и приводит к тому, что эффект магнитооптической невзаимности больше по амплитуде в структуре I.

Еще одним следствием разного по симметрии окружения магнитных слоев является различие в знаках эффекта магнитооптической невзаимности на модах 2–8 в структурах типов I и II (рис. 3*а,б*). Ситуация аналогична рассмотренному в работе [26] эффекту магнитооптической невзаимности при возбуждении плазмон-поляритонов, знак которого определяется взаимной ориентацией направления распространения моды, направления намагниченности и направления нормали к границе магнитной и немагнитной сред.

Эффект магнитооптической невзаимности для моды 1 структуры типа I, представленный на вставке к рис. 3*а*, больше на порядок величины, чем для всех мод, входящих в состав семейства. Видно, что для выбранного диапазона частот эффект увеличивается при увеличении частоты, но достигает максимума. При дальнейшем увеличении частоты эф-

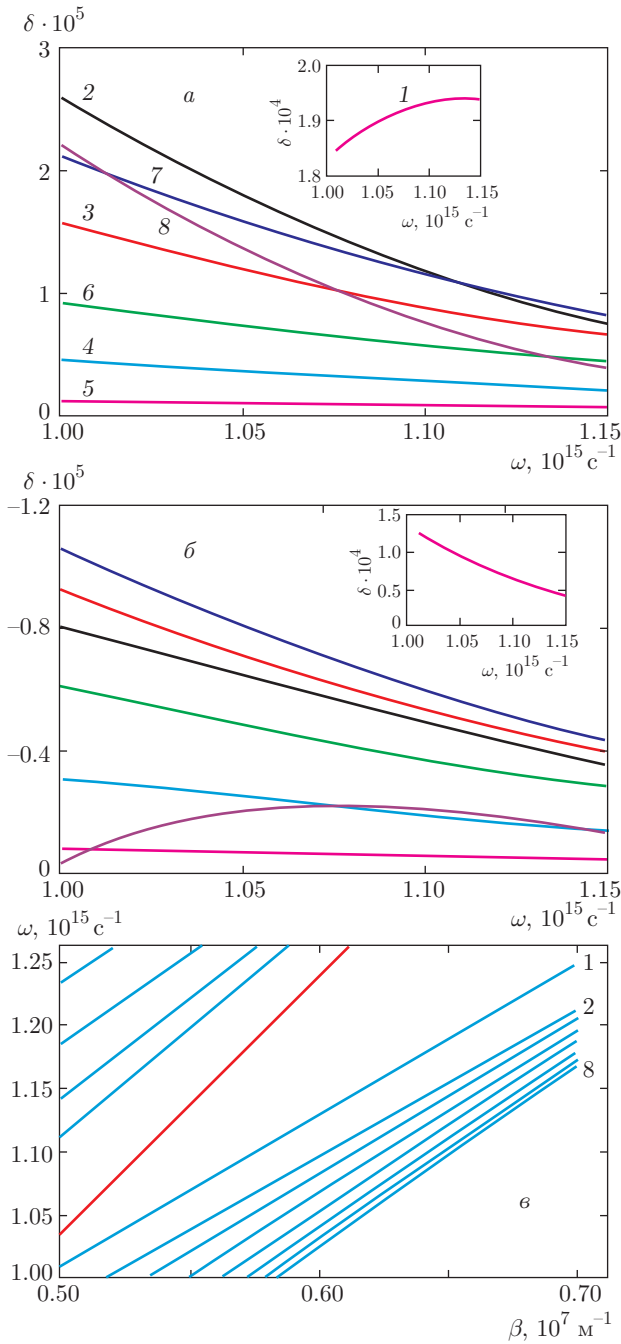


Рис. 3. (В цвете онлайн) *a, б* — Графики зависимости эффекта магнитооптической невязимости δ от частоты ω для волноводных мод структур типа I и типа II (обозначения мод соответствуют рис. 2*a*). На вставках представлены графики для мод 1 для соответствующих типов структур. *в* — Дисперсионные кривые для волноводных мод структуры, состоящей из ФК ($N = 7$ пар слоев, диэлектрические проницаемости которых равны $\epsilon_1 = 2.1, \epsilon_2 = 5.5 + 0.02i$ и толщины $d_1 = 580 \text{ нм}, d_2 = 340 \text{ нм}$ соответственно) и дополнительного слоя с $\epsilon_2 = 5.5 + 0.02i$ и $d_2 = 340 \text{ нм}$. Верхний слой структуры типа I и один из слоев в каждом периоде структуры типа II намагничены с $g = 0.02$. Диэлектрические проницаемости подложки и среды над структурой соответственно $\epsilon_s = \epsilon_1$ и $\epsilon_b = 1$

тооптической невязимости. Это может быть объяснено увеличением плотности мод на дисперсионной диаграмме (см. рис. 3*в*). При увеличении частоты уменьшается связь между слоями (так как поле сильнее локализуется внутри слоев с большим показателем преломления), что приводит к сближению частот волноводных мод. Следовательно, конфигурация поля мод семейства становится ближе к конфигурации поля моды уединенного волновода между симметричными обкладками, для которой эффект магнитооптической невязимости слабее.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе теория дисперсии волноводных мод слоистых диэлектрических структур расширена на случай фотонных кристаллов, содержащих слои с поперечной намагниченностью. Показано, что при этом в законе дисперсии мод возникают дополнительные члены, пропорциональные гирации материала. Путем решения дисперсионного уравнения выявлено, что поперечная намагниченность приводит к эффекту магнитооптической невязимости, заключающемуся в изменении фазовой скорости волноводной моды при изменении направления намагниченности структуры на противоположное. Для немагнитного ФК с дополнительным магнитным слоем величина эффекта в 2–3 раза больше по модулю, чем для ФК, содержащего магнитные слои. Эффект для волноводной моды, локализованной в магнитном слое на поверхности немагнитного ФК, сильнее на порядок величины, чем для остальных мод, локализованных в слоях ФК. Таким образом, важной особенностью является то обстоятельство, что магнитооптические свойства волноводных мод ФК в значительной степени определяются не только магнитными слоями

фekt на этой моде уменьшается. Это связано с тем, что на больших частотах свойства этой моды близки к свойствам моды, возбуждаемой в уединенной магнитной пленке, граничащей с соответствующими полубесконечными диэлектриками (воздухом и диэлектриком N_1). В структуре типа II дополнительный слой является немагнитным, поэтому и эффект на этой моде слабее, чем для той же моды структуры типа I (рис. 3*б*).

Как видно из рис. 3*a, б*, при больших частотах наблюдается уменьшение величины эффекта магни-

структуры, но и свойствами материалов, окружающих магнитные слои, и конфигурацией их расположения.

Следует отметить, что рассмотрение структуры, в которой все слои с большим показателем преломления являются магнитными, показывает, что эффект магнитооптической невзаимности сравним по порядку величины и имеет такие же спектральные свойства, как и для рассмотренных типов структур, качественно новых эффектов при этом не наблюдается.

Рассмотренный магнитооптический эффект важен для управления дисперсией волноводных мод многослойных структур. Экспериментальное наблюдение эффекта возможно при возбуждении волноводных мод ФК призмным методом или за счет дифракции света на решетке [37]. При выполнении условий возбуждения волноводных мод будут наблюдаться резонансы в спектре экваториального магнитооптического эффекта Керра [26].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-32-00010).

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Фриман, *Волоконно-оптические системы связи*, Техносфера, Москва (2006).
2. Х. Г. Унгер, *Планарные и волоконные оптические волноводы*, Мир, Москва (1981).
3. О. К. Склярков, *Волоконно-оптические сети и системы связи*, СОЛОН-Пресс, Москва (2001).
4. Д. В. Иоргачев, О. В. Бондаренко, *Волоконно-оптические кабели и линии связи*, Эко-Трендз, Москва (2002).
5. M. Salib, L. Liao, and R. Jones, *Intel Technol. J.* **8**, 143 (2004).
6. А. М. Желтиков, *УФН* **174**, 1301 (2004).
7. Y. Tanaka, H. Nakamura, Y. Sugimoto et al., *Phys. Lett.* **86**, 081108 (2005).
8. M. Inoue, K. I. Arai, T. Fujii et al., *J. Appl. Phys.* **83**, 6768 (1998).
9. V. N. Berzhansky, T. V. Mikhailova, A. V. Karavainikov et al., *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 42 (2012).
10. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii et al., *J. Phys. D* **36**, R277 (2003).
11. A. A. Fedyanin, T. Yoshida, K. Nishimura et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **96**, 258 (2003).
12. A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, D. Kobayashi et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **282**, 256 (2004).
13. S. Kahl and A. M. Grishin, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1438 (2004).
14. M. Inoue, K. I. Arai, M. Abe et al., *J. Magn. Soc. Jpn.* **22**, 141 (1998).
15. M. Inoue, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev et al., *IEICE Trans. Electron.* E91-C, 1630 (2008).
16. B. Gaiyan, D. Lijuan, F. Shuai et al., *Opt. Mater.* **35**, 252 (2012).
17. M. Vasiliev, V. A. Kotov, K. Alameh et al., *IEEE Trans. Magn.* **44**, 323 (2008).
18. A. K. Zvezdin and V. I. Belotelov, *Eur. Phys. J. B* **37**, 479 (2004).
19. T. Goto, A. V. Baryshev, M. Inoue et al., *Phys. Rev. B* **79**, 125103 (2009).
20. А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзликин и др., *УФН* **180**, 249 (2010).
21. А. М. Мерзликин, А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев et al., *Physica B: Cond. Matter* **394**, 277 (2007).
22. M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kalitchevski et al., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 251112 (2008).
23. R. Badugu, E. Descrovi, and J. R. Lakowicz, *Analyt. Biochem.* **445**, 1 (2014).
24. A. N. Kalish, D. O. Ignatyeva, V. I. Belotelov et al., *Laser Phys.* **24**, 094006 (2014).
25. А. Ж. Прохоров, Г. А. Смоленский, А. Н. Агеев, *УФН* **143**, 33 (1984).
26. В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович и др., *ЖЭТФ* **137**, 932 (2010) [V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich et al., *JETP* **110**, 816 (2010)].
27. L. E. Kreilkamp, V. I. Belotelov, J. Y. Chin et al., *Phys. Rev. X* **3**, 041019 (2013).
28. E. Ferreira-Vila, J. M. Garcia-Martin, A. Cebollada et al., *Opt. Express* **21**, 4917 (2013).
29. P. Yeh and A. Yariv, *J. Opt. Soc. Amer.* **67**, 423 (1977).
30. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987).
31. P. Yeh and A. Yariv, *Opt. Comm.* **19**, 427 (1976).

- 32.** M. Inoue, H. Uchida, K. Nishimura et al., J. Mater. Chem. **16**, 678 (2006).
- 33.** S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy et al., Opt. Express **9**, 748 (2001).
- 34.** Y. Xu, A. Yariv, J. Fleming et al., Opt. Express **11**, 1039 (2003).
- 35.** A. Mizrahi and L. Schachter, Opt. Express **12**, 3156 (2004).
- 36.** А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, Москва (1984).
- 37.** N. E. Khokhlov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 095001 (2015).