

УДК 535.33

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТО-ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

© 2012 С.В. Елисеева, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет

Поступила в редакцию 20.11.2012

Исследуется влияние магнитного поля на спектры отражения двух типов одномерного магнито-фотонного кристалла. Первым типом является бездефектная слоисто-периодическая структура магнетик-диэлектрик, вторым – структура с дефектом инверсии, который может быть либо магнитным, либо диэлектрическим. Если частота магнитного резонанса близка к центральной частоте одной из запрещенных фотонных зон или к частоте дефектной моды, то в указанной частотной области происходит существенная перестройка спектра. В частности, возможно подавление осцилляционного спектра и дефектной моды, что позволяет эффективно управлять спектром такой структуры внешним магнитным полем.

Ключевые слова: фотонно-кристаллические структуры, фотонные запрещенные зоны, дефектные слои.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одномерные фотонно-кристаллические (ФК) структуры или слоисто-периодические структуры, которые созданы на основе различных материалов, в последние годы обращают на себя пристальное внимание исследователей. Благодаря периодической модуляции показателя преломления фотонный спектр этих структур обладает запрещенными зонами, в которых падающее излучение практически полностью отражается [1-4]. Данное свойство важно для различных практических применений ФК структур, в том числе и для управления оптическим излучением в лазерной технике и системах передачи информации. Функциональность таких структур может быть существенно расширена за счет управления их спектральными характеристиками путем варьирования геометрических или физических параметров структуры. В частности, фотонный спектр структуры может быть модифицирован за счет включения в состав структуры магнитоактивных слоев, в результате чего спектром можно управлять с помощью внешнего магнитного поля [5-7]. Существенная перестройка спектра происходит также и при локальных нарушениях периодичности структуры, которые приводят к появлению в запрещенной зоне «дефектной» минизоны пропускания [7-10]. Поэтому при введении одного или нескольких дефектов в ФК структуры возможна локализация распространяющегося излучения в так называемых

дефектных модах, собственные частоты которых лежат в узких частотных интервалах дефектных минизон [11-13]. С помощью формирования различных типов дефектов и их расположения в структуре возможно эффективное управление оптическими свойствами ФК структур. К важному типу дефекта периодической структуры необходимо отнести инверсию, которая в простейшем случае заключается в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры при сохранении полного числа периодов, при этом получается магнитный или диэлектрический дефект.

Резонансный отклик магнитного дефекта на высокочастотное поле распространяющейся волны в области магнитного резонанса может существенно модифицировать спектральную линию дефектной моды вплоть до полного ее подавления. В этой связи в настоящей работе исследуется модификация спектров отражения бездефектной магнито-диэлектрической ФК структуры и структуры с дефектом инверсии во внешнем магнитном поле в области магнитного резонанса, а также возможность подавления осцилляционного режима и дефектной моды в рассматриваемых спектрах.

2. МАТЕРИАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СЛОЕВ

В дальнейшем будут рассматриваться два типа одномерных магнитоактивных ФК структур. Первым типом является конечная бездефектная слоисто-периодическая структура, состоящая из чередующихся слоев магнетика и диэлектрика. Второй тип структуры представляет собой структуру с магнитным или диэлектрическим дефектом инверсии.

В состав структур обоих типов входят слои немагнитного диэлектрика, которые будем характеризовать толщиной L_d и скалярными диэлек-

Елисеева Светлана Вячеславовна, кандидат физико-математических наук, старший преподаватель.

E-mail: eliseeva-sv@yandex.ru

Остаточников Владимир Александрович, аспирант.

E-mail: ost.vld@yandex.ru

Семенцов Дмитрий Игоревич, доктор физико-математических наук, профессор. E-mail: sementsovdi@mail.ru

трической и магнитной проницаемостями (ДП и МП) ϵ_d и μ_d . Слои однородно намагниченного магнетика характеризуются толщиной L_m , в высокочастотном диапазоне описываются скалярной ДП ϵ_m и тензорной МП. Пусть внешнее магнитное поле H_0 ориентировано вдоль оси OX , которая лежит в плоскости слоев. В этом случае отличные от нуля компоненты тензора МП $\hat{\mu}_m$ имеют вид: $\mu_{xx} = \mu_0 \cong 1$ и

$$\mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H + i\alpha\omega)}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2},$$

$$\mu_{zy} = -\mu_{yz} = i\mu_a = \frac{i\omega_M\omega}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \quad (1)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, M_0 – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр магнитного затухания [14].

Будем считать, что волны распространяются вдоль оси OY , которая является осью периодичности структуры. Решение уравнений Максвелла с учетом направления распространения и ориентации подмагничивающего поля приводит к двум собственным волнам структуры – ТЕ и ТМ. Управляемой внешним магнитным полем является только ТЕ волна с компонентами волнового поля (E_x, H_y, H_z). Волна ТМ типа с компонентами (H_x, E_y, E_z) практически не реагирует на изменения внешнего магнитного поля.

Решения волновых уравнений для каждой из компонент в j -ом слое могут быть представлены в виде суперпозиции прямой и обратной волн:

$$F_{\alpha j}(y) = F_{\alpha j}^{(1)} \exp[i(\alpha t - \kappa_j y)] + F_{\alpha j}^{(2)} \exp[i(\alpha t + \kappa_j y)], \quad (2)$$

где $\kappa_j = k_0 \sqrt{\epsilon_j \mu_j}$ – волновые числа в каждом из слоев, $k_0 = \omega / c$, а c – скорость света в вакууме. Для диэлектрических слоев $\epsilon_j = \epsilon_d$, $\mu_j = \mu_d$. Для магнитных слоев $\epsilon_j = \epsilon_m$, $\mu_j = \mu_0$ в случае ТМ волны; ТЕ волны описываются эффективной МП

$$\mu_j = \mu_{\perp} = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu} = \frac{(\omega_a + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\alpha\omega(\omega_a + \omega_H)}, \quad (3)$$

где введены частоты магнитного резонанса $\omega_r = \sqrt{\omega_H \omega_a}$ и антирезонанса $\omega_a = \omega_H + \omega_M$ [14]. Частотная и полевая зависимости величины $\mu_{\perp}(\omega, H_0)$, во многом, определяют особенности взаимодействия волны ТЕ с магнитоактивной ФК структурой.

На рис. 1 приведены частотные зависимости действительной части эффективной проницаемости магнетика μ_{\perp} для значений поля $H_0 = (400, 600)$ Э (сплошные кривые 1, 2), а

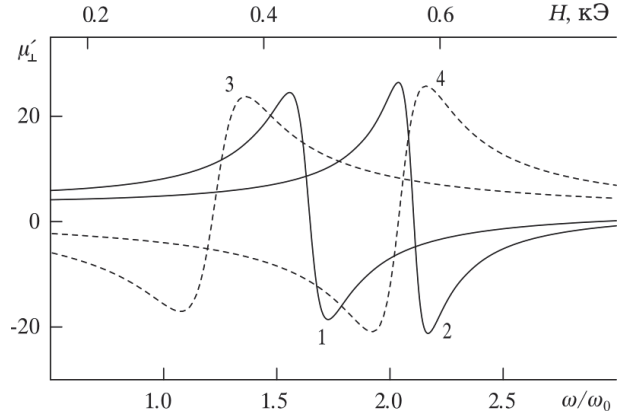


Рис. 1. Зависимости действительной части эффективной проницаемости магнетика от частоты для значений поля $H_0 = (400, 600)$ Э (сплошные кривые 1, 2), а также от величины подмагничивающего поля для значений частоты $\omega = (1,5, 2,0) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (пунктирные кривые 3, 4); $\omega_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$

также полевые зависимости для значений частоты $\omega = (1,5, 2,0) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (пунктирные кривые 3, 4). Вычисления проводились для магнетика с параметрами $4\pi M_0 = 1780$ Гс и $\Delta H = 15$ Э. Видно, что каждому значению подмагничивающего поля отвечает свое значение резонансной частоты, а каждой частоте – резонансное значение магнитного поля. Увеличение поля приводит к сдвигу резонансной линии в область более высоких частот, а увеличение частоты – в область больших полей. Обратим внимание на область частот $\omega_r < \omega < \omega_a$, где действительная часть эффективной проницаемости μ_{\perp} отрицательна (здесь введена частота антирезонанса $\omega_a = \omega_H + \omega_M$). Указанные особенности функции позволяют за счет изменения магнитного поля обеспечить близость частоты магнитного резонанса или области отрицательности эффективной МП к центральной частоте фотонной запрещенной зоны или к частоте дефектной моды. Это, в свою очередь, должно приводить к существенной перестройке фотонного спектра магнитофотонного кристалла.

3. ПЕРЕДАТОЧНЫЕ МАТРИЦЫ И КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ

Используя граничные условия для волновых полей, и условия периодичности, можно получить связь волновых полей в плоскостях, отстоящих друг от друга на произвольное число слоев. В случае бездефектной периодической структуры, содержащей конечное число периодов, эта связь осуществляется матрицей $\hat{G} = (\hat{M})^n$, которая является n -ой степенью матрицы одно-

го периода. В свою очередь, передаточная матрица одного периода является произведением передаточных матриц слоев, составляющих период, т.е. $\hat{M} = N_1 N_2 = N_d N_f$. При этом передаточные матрицы каждого из слоев имеют вид:

$$\hat{N}_j = \begin{pmatrix} C_j & -(k_0 \mu_j / ik_j) S_j \\ (ik_j / k_0 \mu_j) S_j & C_j \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где введены обозначения $C_j = \cos k_j L_j$, $S_j = \sin k_j L_j$. С учетом (4) передаточная матрица одного периода имеет следующие матричные элементы:

$$\begin{aligned} M_{11} &= C_1 C_2 - \frac{\mu_1 k_2}{\mu_2 k_1} S_1 S_2, & M_{12} &= -\frac{k_0 \mu_2}{ik_2} C_1 S_2 - \frac{k_0 \mu_1}{ik_1} S_1 C_2, \\ M_{21} &= \frac{ik_1}{k_0 \mu_1} S_1 C_2 + \frac{ik_2}{k_0 \mu_2} C_1 S_2, & M_{22} &= C_1 C_2 - \frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 k_2} S_1 S_2. \end{aligned} \quad (5)$$

Под инверсией понимается изменение порядка следования слоев одной части структуры по отношению к другой, при этом в середине структуры получаем либо магнитный, либо диэлектрический дефект. Инвертированному периоду отвечает передаточная матрица $\hat{M} = \hat{N}_2 \cdot \hat{N}_1$, матричные элементы которой связаны с элементами матрицы нормального периода соотношением $\hat{M}_{\alpha\beta} = \hat{M}_{3-\beta, 3-\alpha}$, где $\alpha, \beta = 1, 2$. Передаточные матрицы двух типов рассматриваемых структур можно представить в виде

$$\hat{G} = (\hat{M})^8 (\hat{M})^8 \text{ и } \hat{G} = (\hat{M})^8 (\hat{M})^8.$$

Энергетические коэффициенты отражения и прохождения для исследуемых ФК структур могут быть представлены следующим образом [13]:

$$R = \left(\frac{G_{11} + G_{12} - G_{21} - G_{22}}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}} \right)^2, \quad T = \frac{4}{(G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22})^2}, \quad (6)$$

где $G_{\alpha\beta}$ – матричные элементы передаточной матрицы структуры. Указанные коэффициенты удовлетворяют закону сохранения энергии $R + T + A = 1$, где коэффициент поглощения A определяет долю перешедшей в тепло энергии.

4. БЕЗДЕФЕКТНАЯ ФК СТРУКТУРА МАГНЕТИК-ДИЭЛЕКТРИК

На основе приведенных соотношений проведен анализ спектров отражения и пропускания бездефектной периодической структуры, содержащей конечное число периодов, и исследована их модификация под влиянием внешнего магнитного поля. Передаточная матрица структуры, состоящей из n периодов, является n -ой степенью передаточной матрицы одного периода, т.е. $\hat{G} = (\hat{M})^n = (N_d N_m)^n$. Для моделирования

отражательных и селективных свойств ФК структуры используем следующие значения проницаемостей слоев: $\epsilon_d = 10$, $\mu_d = 1$ (материал МСТ10) и $\epsilon_m = 15.1$, функция $\mu_{\perp}(\omega, H_0)$ используется та же, что и на рис. 1 (легированный иттриевый феррит-гранат 10СЧ6Б) [15].

На рис. 2 представлены спектры отражения бездефектной структуры $(N_d N_m)^{16}$ с толщинами слоев $L_d = 1.49$ см и $L_m = 1.21$ см. При этом оптическая толщина слоев диэлектрика $L_{0d} = L_d \sqrt{\epsilon_d \mu_d} \cong 4.71$ см. Толщина слоев магнетика выбрана таким образом, чтобы их оптическая толщина $L_{0m} = L_m \sqrt{\epsilon_m \mu_m} = L_{0d}$ при значении $\mu_m = 1$. На рис. 2а приведен спектр отражения ТМ волны, для которой в исследуемом диапазоне фактически отсутствует частотная дисперсия магнитной проницаемости μ_0 . Этот спектр отражения имеет все особенности, характерные для одномерной диэлектрической ФК структуры [3, 4]. На рис. 2б приведен частотный спектр отражения ТЕ волны, отвечающий значению $H_0 = 300$ Э. На характер этого спектра существенно влияет дисперсия эффективной МП μ_{\perp} . По сравнению со спектром ТМ волны видна существенная его трансформация. В области, близкой к частоте магнитного резонанса, наблюдается подавление быстрых осцилляций коэффициента отражения. В широком диапазоне частот имеет место медленное изменение величины R со значением, близким к единице.

Дальнейшее уменьшение поля H_0 ведет к смещению области резонанса в сторону более низких частот, что приводит к смещению области значительной перестройки спектра. Это видно из представленных на рис. 3 спектров отражения

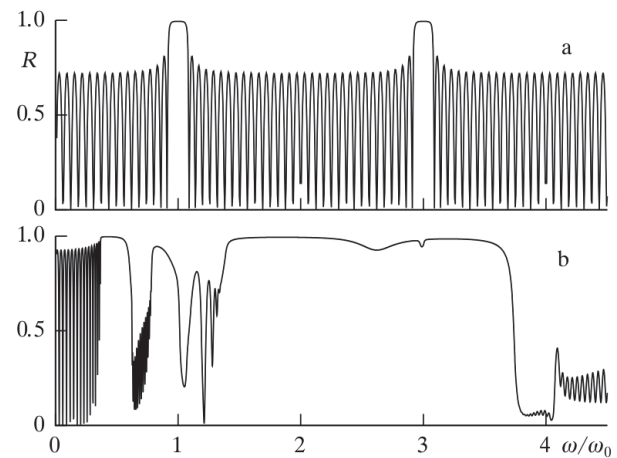


Рис. 2. Спектры отражения структуры $(M)^{16}$ с толщинами слоев $L_d = 1.49$ см и $L_m = 1.21$ см при $\mu = 1$ без приложения внешнего поля

(а) и $H = 300$ (б); $\omega_0 = 10^{10} \text{ c}^{-1}$

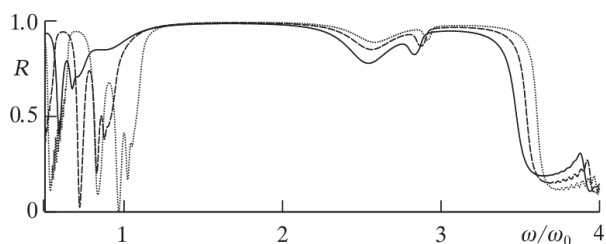


Рис. 3. Спектры отражения, полученные для значений поля $H_0 = 100, 150, 200$ Э (сплошная, пунктир, точки); $\omega_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$

ния, полученных для значений поля $H_0 = 200, 150, 100$ Э (кривые: точки, пунктир, сплошная).

На рис. 4 представлены спектры отражения для существенно больших значений поля $H_0 = (1, 2, 3)$ кЭ (а, б, с), для которых частота магнитного резонанса $\omega_r \cong (2.93, 4.84, 6.66) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ соответственно. В данном случае большая часть рассматриваемой частотной области относится к области прозрачности магнитного материала, где поглощение близко к нулю. При $H_0 = 1$ кЭ в спектре отражения четко выражены лишь первые две запрещенные зоны, центральная частота первой зоны равна $\omega_{01} \cong 7.3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Увеличение поля H_0 приводит к уменьшению ширины запрещенных зон и смещению их в область более высоких частот. При этом в спектрах наблюдается образование более широких и четких четных запрещенных зон, что связано с неравен-

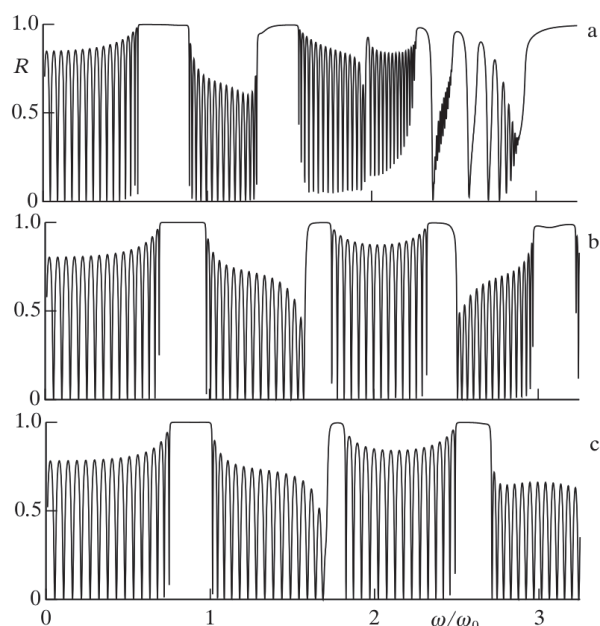


Рис. 4. Спектры отражения для больших значений подмагничивающего поля $H_0 = (1, 2, 3)$ кЭ (а, б, с), для которых частота магнитного резонанса $\omega_r \cong (2.93, 4.84, 6.66) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ соответственно; $\omega_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$

ством оптических толщин диэлектрических и магнитных слоев. При дальнейшем увеличении поля H_0 значение μ_{\perp} в рассматриваемой частотной области приближается к единице и, в конечном счете, спектр преобразуется к виду, представленному на рис. 2а.

5. ИНВЕРТИРОВАННАЯ СТРУКТУРА С МАГНИТНЫМ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ДЕФЕКТОМ

Рассмотрим теперь симметричную ФК структуру с дефектом инверсии. На рис. 5 приведены спектры отражения структуры $(M)^8(\bar{M})^8$ для $\mu = 1$ (а) и для эффективной магнитной проницаемости μ_{\perp} при $H_0 = (2, 1.5, 1)$ кЭ, (б, с, d). При увеличении магнитного поля магнитная проницаемость стремится к единице и спектры приобретают вид как на рис. 5а, вторая и третья зоны исчезают и таким образом остаются $1+3i$ зоны, где $i \in N$. В случае магнитного дефекта инверсии в первой запрещенной зоне дефектная мода сдвинута к левому краю запрещенной зоны, а во второй зоне – к правому краю и т.д. При из-

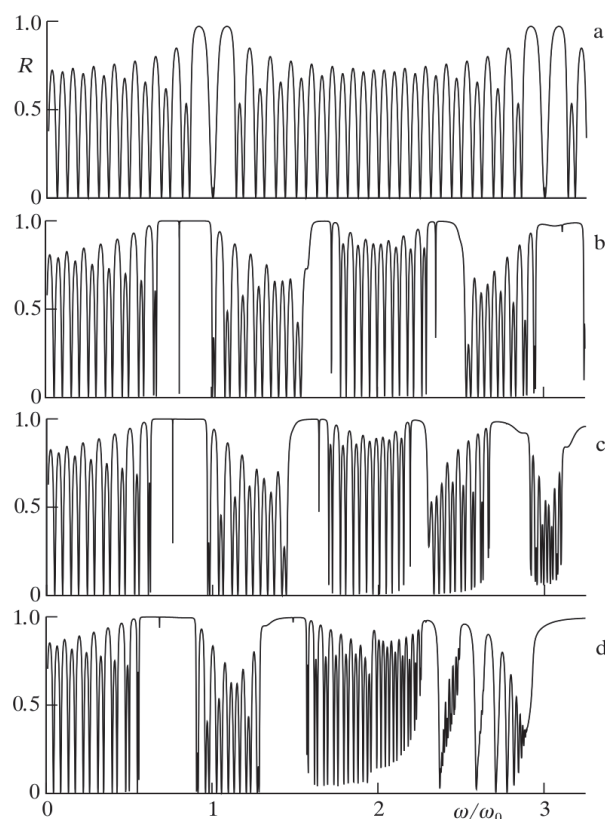


Рис. 5. Спектры отражения структуры $(N_d N_m)^8(N_m N_d)^8$ при $\mu = 1$ (а) и $H_0 = (2, 1.5, 1)$ кЭ (б, с, d)

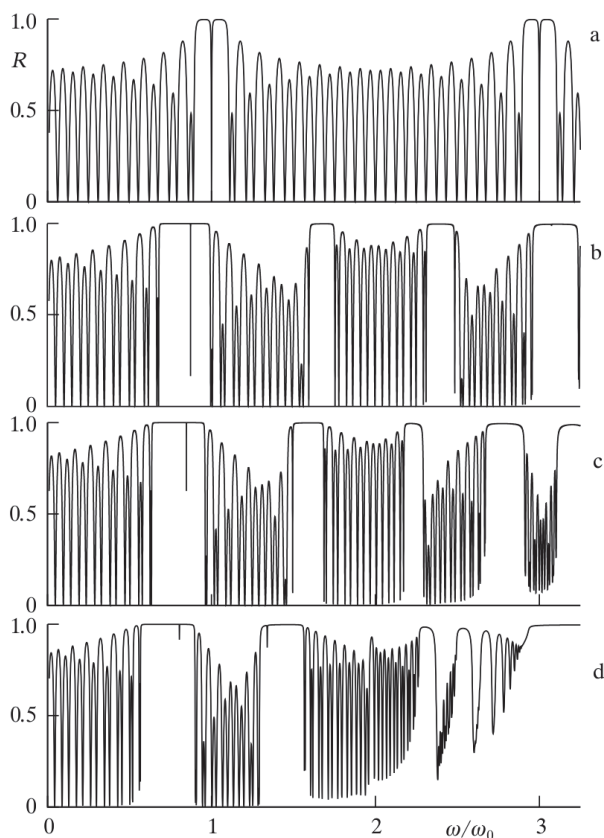


Рис. 6. Спектры отражения структуры $(N_m N_d)^8 (N_d N_m)^8$ при $\mu = 1$ (a) и $H_0 = (2, 1.5, 1,)$ кЭ (b, c, d)

менении магнитного поля можно добиться совпадения частоты дефектной моды с частотой ферромагнитного резонанса, в этом случае происходит эффективное подавление дефектной моды. В случае диэлектрического дефекта инверсии в первой запрещенной зоне дефектная мода сдвинута к правому краю запрещенной зоны, во второй зоне – к левому краю. При $\mu = 1$ дефектная мода расположена в центре запрещенной зоны и для диэлектрического дефекта заметно уже, чем для магнитного дефекта. В случае магнитного дефекта инверсии в первой запрещенной зоне дефектная мода сдвинута к левому краю запрещенной зоны, а во второй зоне – к правому краю.

На рис. 6 приведены спектры отражения для структур $(\bar{M})^8 (M)^8$ для случая $\mu = 1$ (a) и для эффективной магнитной проницаемости μ_{\perp} при $H_0 = (2; 1.5; 1)$ кЭ, (b, c, d). В случае диэлектрического дефекта инверсии в первой запрещенной зоне дефектная мода сдвинута к правому краю запрещенной зоны, во второй зоне – к левому краю и т.д. При $\mu = 1$ дефектная мода расположена в центре запрещенной зоны и для диэлект-

рического дефекта заметно уже, чем для магнитного дефекта. В случае диэлектрического дефекта инверсии подавление дефектной моды менее полное, чем в предыдущем случае.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ указывает на возможность эффективного управления отражательной и пропускной способностью магнитоактивной ФК структуры в области магнитного резонанса с помощью внешнего магнитного поля. Для ТЕ волны продемонстрировано практически полное подавление осцилляций коэффициента отражения бездефектного ФК и дефектной моды в случае дефектной структуры при совпадении области магнитного резонанса с частотной областью фотонной запрещенной зоны. В случае распространения в исследуемых структурах ТМ волны резонанс в магнитных слоях отсутствует, поэтому управления ее волновыми характеристиками с помощью внешнего магнитного поля не происходит. Так, магниточувствительная дефектная мода в случае ТЕ поляризации становится немагниточувствительной в случае ТМ поляризации, т.е. дефектная мода в указанной структуре является поляризационно-чувствительной. Выявленные эффекты могут быть положены в основу создания таких устройств управления излучением высокочастотного диапазона, как модуляторы, фильтры, переключатели.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральных целевых программ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы»

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Inoue K., Ohtaka K. Photonic crystals: physics, fabrication and applications. Springer, Berlin, 2010. 320 p.
2. Sakoda K. Optical properties of photonic crystals. Springer, Berlin. 2004. 253 p.
3. Steel M.J., Levy M., Osgood R.M. High Transmission Enhanced Faraday Rotation in One-Dimensional Photonic Crystals with Defects // IEEE Photonics Technology Letters. 2000. Vol.12. № 9. Pp.1171-1173.
4. Архипкин В.Г., Мысливец С.А. Влияние электромагнитно индуцированной прозрачности на спектр дефектных мод одномерного фотонного кристалла // Квантовая электрон. 2009. Т. 39. № 2. С.157-162.
5. Inoue M., Arai K., Fujii T. Abe M. Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 83. № 11. Pp. 6768-6770.
6. Елисеева С.В., Семенов Д.И. Дефектные моды и маг-

- нитооптическая активность одномерного магнито-фотонного кристалла // ЖЭТФ, 2011, Т. 139, № 2, С.235-240.
7. *Елисеева С.В., Семенцов Д.И.* Оптические спектры дефектных одномерных фотонных кристаллов // Опт. и спектр. 2010. Т. 109. № 5. С.789-797.
 8. *Борискина Ю.В., Ерохин С.Г., Грановский А.Б., Виноградов А.П., Инуе М.* Усиление магниторефрактивного эффекта в магнитофотонных кристаллах // Физика твердого тела. 2006. Т.48. Вып.4. С.674-678.
 9. *Ерохин С.Г., Виноградов А.П., Грановский А.Б., Инуе М.* Распределение поля световой волны в окрестности магнитного дефекта в одномерных фотонных кристаллах // ФТТ. 2007. Т.49. Вып.3. С.477-479.
 10. *Елисеева С.В., Семенцов Д.И.* Магнитооптическая активность одномерного фотонного кристалла с магнитным дефектом. // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып.10. С.1858-1864.
 11. *Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И.* Подавление дефектной моды фотонного кристалла с магнитным дефектом в области ферромагнитного резонанса. // ФТТ. 2013. Т. 55. Вып.1. С.61-64.
 12. *Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И.* Модификация распределения поля в одномерной фотонно-кристаллической структуре с дефектами инверсии и внедрения. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т.15. №1. С.39-45.
 13. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973, 720 с.
 14. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. 1973. с.
 15. Таблицы параметров производимых ферритов и диэлектриков. Завод «Магнетон», СПб. URL: <http://www.magneton.ru> (дата обращения 5.09.2012).

SPECTRAL PROPERTIES OF MAGNETO-PHOTONIC CRYSTALS IN THE DOMAINE OF MAGNETIC RESONANCE

© 2012 S.V. Eliseeva, V.A. Ostatochnikov, D.I. Sementsov

Ulyanovsk State University

In this article we investigate the influence of magnetic field on the reflection spectra of one-dimensional magneto-photonic crystal of two types. The first type is a layered magnetic-dielectric structure without defects, the second one is a structure with an inversion defect, which can be either magnetic or dielectric. If the frequency of magnetic resonance is close to the central frequency of one of the forbidden photonic band gaps or to the frequency of the defected mode, it creates a significant reconstruction of the spectrum in the mentioned frequency domain. Namely, it can bring the depression of the oscillation spectrum and the defective mode, that allows to control effectively over this structure spectrum by a magnetic field.

Key words: photonic crystal structures (PCS), photonic band gaps, defect layer.

*Svetlana Eliseeva, Candidate of Physics and Mathematics,
Senior Lecturer. E-mail: eliseeva-sv@yandex.ru
Vladimir Ostatochnikov, Graduate Student.
E-mail: ost.vld@yandex.ru
Dmitriy Sementsov, Doctor of Physics and Mathematics,
Professor. E-mail: sementsovdi@mail.ru*