

ДЕФЕКТНЫЕ МОДЫ И МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ОДНОМЕРНОГО МАГНИТОФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

*С. В. Елисеева**, *Д. И. Семенцов***

*Ульяновский государственный университет
432700, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 30 июля 2010 г.

Получен спектр отражения периодической поперечно-намагниченной структуры, содержащей конечное число периодов ферромагнетик–диэлектрик. Исследуется влияние дефекта замещения на спектр отражения, реализуемый при нормальном падении света на структуру. Показана зависимость интенсивности и положения дефектной минизоны в запрещенной области спектра от расположения в структуре дефектного слоя и его типа — магнитного или немагнитного. Установлена повышенная магнитооптическая активность дефектной структуры по сравнению с бездефектной.

1. ВВЕДЕНИЕ

Искусственные слоисто-периодические структуры (СПС), созданные на основе различных материалов, на протяжении последних лет вызывают пристальное внимание исследователей [1, 2]. Для проявления эффектов, присущих фотонным кристаллам, длина распространяющейся в них волны должна быть сравнима с периодом структуры. Одними из наиболее интересных искусственных периодических структур являются одномерные магнитофотонные кристаллы, полученные путем послойного роста магнитного и немагнитного материалов [3–6]. В частности, в работе [7] на основе численного моделирования было показано, что в периодической поперечно-намагниченной структуре проявляется резонансный интенсивностный магнитооптический эффект, состоящий в резонансном изменении коэффициентов отражения и пропускания при намагничивании структуры. С точки зрения управления отражением и прохождением интерес представляют СПС с дефектами. Наличие дефектного слоя создает дополнительные разрешенные зоны по аналогии с дополнительными уровнями в твердых телах. При сочетании различных типов дефектов, их расположения в структуре и выбора материала возможно эффективно управлять магнитооптическими свойствами

полученных сред [8–12]. В настоящей работе исследуются особенности спектра отражения идеальной и дефектной магнитогириротропной СПС, а также интенсивностный магнитооптический эффект, представляющий разность энергетических коэффициентов отражения волны от структуры в намагниченном и размагниченном состояниях.

2. ПОЛЯ И ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ

Рассмотрим распространение электромагнитной волны оптического диапазона в СПС, состоящей из чередующихся слоев однородно намагниченного магнетика толщиной L_f и слоев немагнитного диэлектрика толщиной L_d . Будем считать, что ось периодичности структуры, перпендикулярная границам раздела слоев, направлена вдоль оси z , а внешнее магнитное поле \mathbf{H} лежит в плоскости слоев и ориентировано вдоль оси x . В этом случае тензор диэлектрической проницаемости магнитных слоев может быть представлен в виде

$$\hat{\epsilon}_f = \begin{pmatrix} \epsilon_0 + g_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0 + g_{12} & if \\ 0 & if & \epsilon_0 + g_{12} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где величина ϵ_0 не зависит от намагниченности, а параметры f и g_{ij} определяют линейную и квадратич-

*E-mail: eliseeva-sv@yandex.ru

**E-mail: sementsovdi@mail.ru

ную магнитооптическую связь [13]. Магнитной гиро-тропией на оптических частотах, как правило, можно пренебречь, поэтому магнитную проницаемость μ_f будем считать скалярной величиной, близкой к единице. Слои диэлектрика также будем характеризовать скалярными вещественными диэлектрической ε_d и магнитной μ_d проницаемостями. Среда, в которую помещена слоистая структура, является вакуумом.

Если волна распространяется вдоль оси z , то решение уравнений Максвелла в слоях магнетика приводит к двум собственным волнам с ортогональной поляризацией — ТМ-волне с компонентами полей H_x , E_y , E_z и ТЕМ-волне с отличными от нуля компонентами E_x , H_y . Запишем выражения для компонент поля ТМ-волны в слоях магнетика, полагая зависимость их от времени пропорциональной множителю $\exp(i\omega t)$ и опуская этот множитель:

$$\begin{aligned} H_x &= A_1 \exp(ik_f z) + A_2 \exp(-ik_f z), \\ E_y &= -\frac{i}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \frac{dH_x}{dz}, \quad E_z = \frac{i}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \frac{f}{\varepsilon} \frac{dH_x}{dz}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_0 + g_{12}$. Для соответствующих компонент поля в слоях диэлектрика получаем

$$\begin{aligned} H_x &= B_1 \exp(ik_d z) + B_2 \exp(-ik_d z), \\ E_y &= -\frac{i}{k_0 \varepsilon_d} \frac{dH_x}{dz}, \quad E_z = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены волновые числа $k_f = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\perp} \mu_f}$ для волн в слоях магнетика и $k_d = k_0 \sqrt{\varepsilon_d \mu_d}$ в слоях диэлектрика, $k_0 = \omega/c$, ω — частота волны, c — скорость света в вакууме, а также эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_0 + g_{12} - f^2/(\varepsilon_0 + g_{12})$ слоев магнетика для волны с перпендикулярной намагнитченности поляризацией.

Для ТЕМ-волны уравнения для полей имеют аналогичный вид. Так, в слоях магнетика получаем

$$\begin{aligned} H_y &= A_1 \exp(ik_f z) + A_2 \exp(-ik_f z), \\ E_x &= \frac{i}{k_0 \varepsilon_{\parallel}} \frac{dH_y}{dz}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_f = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\parallel} \mu_f}$ и $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_0 + g_{11}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость для волны с параллельной намагнитченности поляризацией. В слоях диэлектрика

$$\begin{aligned} H_y &= B_1 \exp(ik_d z) + B_2 \exp(-ik_d z), \\ E_x &= \frac{i}{k_0 \varepsilon_d} \frac{dH_y}{dz}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для нахождения распределения поля в СПС введем матрицу преобразования $\hat{m} = \hat{m}_f^{-1} \hat{m}_d^{-1}$ двух слоев, составляющих период структуры. Эта матрица

связывает тангенциальные компоненты поля волны в начале и конце периода. Так, в случае ТМ-волны связь амплитуд на границах n -го и $(n-2)$ -го слоев имеет вид

$$\begin{aligned} H_{xn} &= m_{11} H_{xn-2} + m_{12} E_{yn-2}, \\ E_{yn} &= m_{21} H_{xn-2} + m_{22} E_{yn-2}. \end{aligned} \quad (6)$$

С учетом непрерывности тангенциальных компонент на границах раздела соседних слоев компоненты матрицы преобразования \hat{m} даются выражениями:

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos(k_f L_f) \cos(k_d L_d) - \\ &\quad - \frac{\varepsilon_{\perp} k_d}{\varepsilon_d k_f} \sin(k_f L_f) \sin(k_d L_d), \\ m_{12} &= \frac{k_0 \varepsilon_d}{i k_d} \cos(k_f L_f) \sin(k_d L_d) + \\ &\quad + \frac{k_0 \varepsilon_{\perp}}{i k_f} \sin(k_f L_f) \cos(k_d L_d), \\ m_{21} &= -\frac{k_f}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \sin(k_f L_f) \cos(k_d L_d) - \\ &\quad - \frac{i k_d}{k_0 \varepsilon_d} \cos(k_f L_f) \sin(k_d L_d), \\ m_{22} &= \cos(k_f L_f) \cos(k_d L_d) - \\ &\quad - \frac{\varepsilon_d k_f}{\varepsilon_{\perp} k_d} \sin(k_f L_f) \sin(k_d L_d). \end{aligned} \quad (7)$$

Используя условия периодичности для указанных компонент волнового поля,

$$\begin{aligned} H_{xn-2} &= \exp(ik_{eff} L) H_{xn}, \\ E_{yn-2} &= \exp(ik_{eff} L) E_{yn}, \end{aligned} \quad (8)$$

приходим к характерному для структур с периодическим распределением материальных параметров дисперсионному соотношению

$$\begin{aligned} \cos(k_{eff} L) &= \cos(k_f L_f) \cos(k_d L_d) - \\ &\quad - \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{\perp} k_d}{\varepsilon_d k_f} + \frac{\varepsilon_d k_f}{\varepsilon_{\perp} k_d} \right) \sin(k_f L_f) \sin(k_d L_d). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $L = L_f + L_d$ — период структуры, а k_{eff} — эффективное (блоховское) волновое число. Наиболее простой вид дисперсионное соотношение (9) принимает в приближении «мелкослоистой среды», когда выполняются условия $k_f L_f, k_d L_d \ll 1$. При этом эффективное волновое число

$$\begin{aligned} k_{eff} &= \frac{1}{1 + \theta} \left[k_f^2 \theta^2 \left(1 + \frac{\varepsilon_d}{\theta \varepsilon_{\perp}} \right) + \right. \\ &\quad \left. + k_d^2 \left(1 + \frac{\theta \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_d} \right) \right]^{1/2} = k_0 n_{eff}, \end{aligned} \quad (10)$$

где параметр $\theta = L_f/L_d$ определяет вклад в период структуры соответствующего слоя. Введенный эффективный показатель преломления $n_{eff} = \sqrt{\varepsilon_{eff}\mu_{eff}}$, где эффективные проницаемости являются усредненными по периоду величинами:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\theta\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_d}{1 + \theta}, \quad \mu_{eff} = \frac{\theta\mu_f + \mu_d}{1 + \theta}. \quad (11)$$

При $\theta = 0$ слоистая структура модифицируется в однородную диэлектрическую среду с $k_{eff} = k_d$, а при $\theta \rightarrow \infty$ — в однородную магнитную среду с $k_{eff} = k_f$.

Для брэгговской структуры ее период должен быть одного порядка с длиной распространяющейся в СПС волны. При этом дисперсионная зависимость $\omega(k_{eff})$ в схеме приведенных зон представляет собой чередующиеся полосы разрешенных и запрещенных частот. Центральная частота первой запрещенной зоны и ее ширина могут быть оценены следующими выражениями:

$$\omega_0 \approx \frac{k_{eff}c}{n_{eff}} = \frac{\pi c}{Ln_{eff}}, \quad \Delta\omega \approx \frac{2}{\pi} \frac{n_f - n_d}{n_{eff}} \omega_0. \quad (12)$$

Таким образом, частота ω_0 и ширина $\Delta\omega$ первой запрещенной зоны зависят от материальных параметров и соотношения толщин слоев, составляющих период структуры. На рис. 1 для брэгговской СПС в схеме приведенных зон представлены зависимости нормированной частоты ω/ω_0 от нормированного блоховского волнового числа $k_{eff}L$, построенные на основе приведенных выше соотношений. При расчете были использованы следующие параметры: $L = 2.5$ мкм, $\theta = 1$; для магнитных слоев (Bi:YIG) $\varepsilon_0 = 5.58$, $f = 6 \cdot 10^{-2}$, $g_{12} = 2 \cdot 10^{-4}$ и $\mu_f = 1$; для слоев немагнитного диэлектрика (SiO₂) $\varepsilon_d = 2.25$, $\mu_d = 1$. При выбранных параметрах получаем для первой запрещенной зоны центральную частоту $\omega_0 \approx 1.884 \cdot 10^{14}$ с⁻¹ и ее ширину $\Delta\omega \approx 4.68 \cdot 10^{13}$ с⁻¹.

3. КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ

Для нахождения коэффициентов прохождения и отражения структуры с конечным числом периодов получим связь между полями в точках, отстоящих вдоль оси z на целое число периодов. Воспользовавшись формулой Абелеса [14], определяющей целую степень матрицы преобразования \hat{m} , запишем компоненты матрицы преобразования n слоев $\hat{M}_n = \hat{m}^n$:

$$\begin{aligned} (M_n)_{\alpha\alpha} &= m_{\alpha\alpha}U_{n-1}(\varphi) - U_{n-2}(\varphi), \\ (M_n)_{\alpha\beta} &= m_{\alpha\beta}U_{n-1}(\varphi), \end{aligned} \quad (13)$$

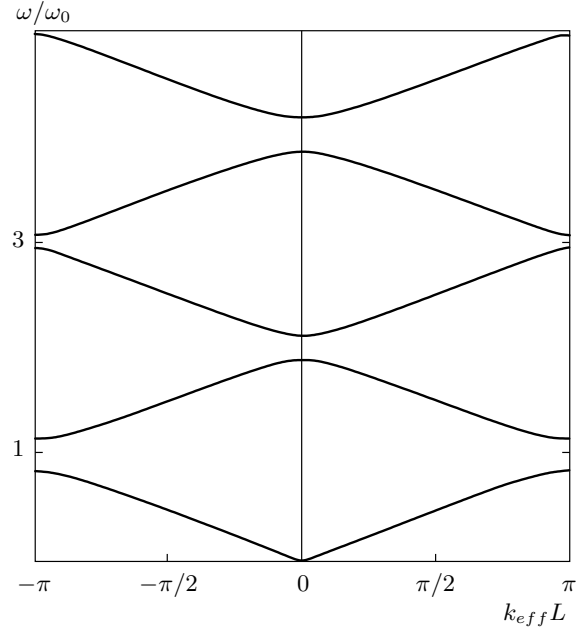


Рис. 1. Фотонный спектр бездефектной СПС

где $\alpha, \beta = 1, 2$. Здесь введены функция $U_{n-1}(\varphi) = \sin(n\varphi)/\sin\varphi$, зависящая от числа периодов n , и переменная

$$\varphi = \arccos \frac{m_{11} + m_{22}}{2}. \quad (14)$$

Комплексный амплитудный коэффициент отражения для структуры, помещенной в вакуум, выражается через элементы матрицы \hat{M}_n следующим образом:

$$r_n = \frac{(M_n)_{11} + (M_n)_{12} - (M_n)_{21} + (M_n)_{22}}{(M_n)_{11} + (M_n)_{12} + (M_n)_{21} + (M_n)_{22}}. \quad (15)$$

Энергетический коэффициент отражения определяется выражением $R_n = |r_n|^2$. Для коэффициента прохождения в отсутствие в структуре поглощения справедливо выражение $T_n = 1 - R_n$. На рис. 2а представлен частотный спектр коэффициента отражения $R(\omega)$ для структуры, параметры которой использовались при построении дисперсионной зависимости, но которая состоит из 13 периодов. Видно, что в спектре отражения имеются области практически полного отражения, отвечающие запрещенным зонам в спектре $\omega(k_{eff})$. В областях пропускания наблюдаются осцилляции коэффициента отражения в количестве $n - 1$.

Рассмотрим теперь СПС, содержащую одиночный дефект, т.е. нарушение периодичности структуры определенного типа. Дефектом будем счи-

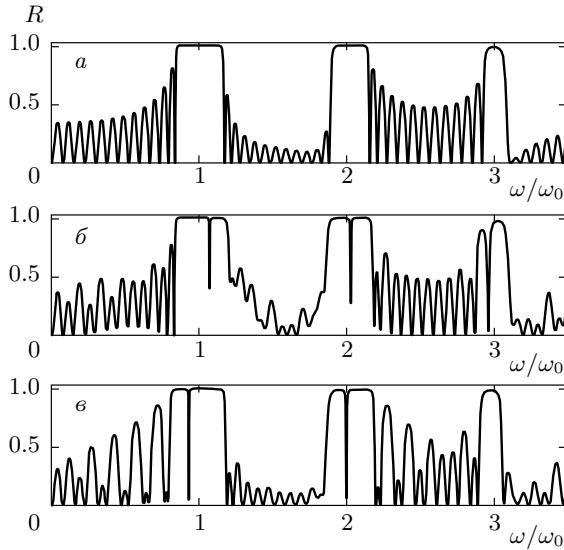


Рис. 2. Спектры отражения бездефектной структуры $(\hat{m})^{13}$ (а) и структур с магнитным $(\hat{m})^6 N_f D_f (\hat{m})^6$ и немагнитным $(\hat{m})^6 D_d N_d (\hat{m})^6$ дефектами замещения (соответственно б и в)

тать один или несколько слоев, нарушающих периодичность структуры. Передаточная матрица СПС, содержащей конечное число периодов и дефектный слой, располагаемый между периодами *a* и *b* структуры, получается последовательным перемножением трех матриц: передаточной матрицы $\hat{M}_a = (\hat{m})^a$ *a*-периодов, передаточной матрицы \hat{D} дефектного слоя и передаточной матрицы $\hat{M}_b = (\hat{m})^b$ *b*-периодов. Дефектный слой может состоять из одного или нескольких слоев, составляющих структуру, а может представлять слой материала, не входящего в структуру. Толщина дефектного слоя может совпадать с толщиной одного из слоев структуры, а может отличаться от нее. Вид передаточной матрицы \hat{D} дефекта и структуры в целом существенно зависит от типа дефекта.

Одним из важных типов дефектов периодической структуры является дефект замещения. При таком виде дефекта в одном из периодов структуры происходит замещение одного из слоев слоем другого материала этой же структуры. В результате такого замещения полное число слоев в СПС сохраняется, а участок структуры, включающий дефект, оказывается составленным из трех последовательных слоев одного и того же материала. Возможно существование двух типов дефекта замещения: первый тип отвечает случаю замещения немагнитного слоя магнитным, второй тип — обратному замеще-

нию. Структуры с такого вида дефектами определим следующими формулами:

$$\begin{aligned} \hat{M}_s &= (\hat{m})^a (\hat{N}_f \hat{D}_f) (\hat{m})^b, \\ \hat{M}_s &= (\hat{m})^a (\hat{D}_d \hat{N}_d) (\hat{m})^b, \end{aligned} \tag{16}$$

где величина *a* + *b* задает полное число бездефектных периодов. Матрицы \hat{D}_f , \hat{D}_d и \hat{N}_f , \hat{N}_d являются передаточными матрицами соответственно дефектных (замещенных) и недефектных (незамещенных) слоев. Каждая из этих матриц фактически является обратной передаточной матрицей магнитного \hat{m}_f^{-1} и немагнитного \hat{m}_d^{-1} слоев:

$$\begin{aligned} \hat{m}_f^{-1} &= \\ &= \begin{pmatrix} \cos(k_f L_f) & \frac{k_0 \varepsilon_{\perp}}{i k_f} \sin(k_f L_f) \\ -\frac{i k_f}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \cos(k_f L_f) & \cos(k_f L_f) \end{pmatrix}, \\ \hat{m}_d^{-1} &= \\ &= \begin{pmatrix} \cos(k_d L_d) & \frac{k_0 \varepsilon_d}{i k_d} \sin(k_d L_d) \\ -\frac{i k_d}{k_0 \varepsilon_d} \cos(k_d L_d) & \cos(k_d L_d) \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{17}$$

Используя элементы матрицы \hat{M}_s дефектной слоистой структуры, с помощью соотношения (15) можно определить частотную зависимость амплитудного $r_n(\omega)$ и энергетического $R_n(\omega)$ коэффициентов отражения.

На рис. 2б,в представлены частотные спектры коэффициента отражения для СПС с полным числом периодов $n = a + b + 1 = 13$, один из которых является дефектным с дефектом замещения магнитного и немагнитного типов. Передаточные матрицы указанных структур определяются формулами (16), где $a = b = 6$. Наличие дефекта в периодической структуре приводит к появлению в запрещенных областях частотного спектра разрешенных минизон и, как следствие, узких полос пропускания внутри зон непропускания. Положение минизоны в зоне непропускания существенно зависит от типа дефекта. Анализ также показывает, что различное положение дефекта в структуре (т. е. различные значения параметров *a* и *b*) влияет на интенсивность спектральной линии дефектной моды и практически не влияет на ее положение в запрещенной зоне.

На рис. 3 представлены спектры отражения дефектных СПС с одним дефектом замещения магнитного $(\hat{m})^5 N_f D_f (\hat{m})^7$ и немагнитного $(\hat{m})^5 D_d N_d (\hat{m})^7$ типов (сплошная линия и пунктирная). Спектры отвечают первой зоне непропускания и иллюстрируют

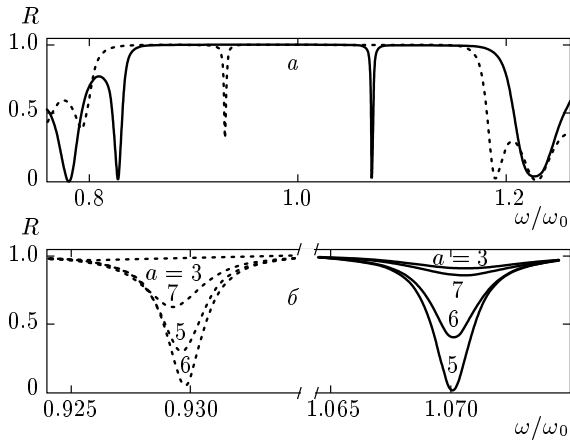


Рис. 3. *a*) Спектры отражения в окрестности первой запрещенной зоны СПС с магнитным $(\hat{m})^5 N_f D_f (\hat{m})^7$ и немагнитным $(\hat{m})^5 D_a N_d (\hat{m})^7$ дефектами (соответственно сплошная и пунктирная линии); *б*) форма спектральной линии при $a = 3, 5, 6, 7, a + b = 12$

зависимость положения дефектной минизоны и интенсивности спектральной линии от типа дефекта (рис. 3*а*) и от положения дефекта (рис. 3*б*) в структуре с числом бездефектных периодов $n = a + b = 12$. В последнем случае кривым отвечают значения параметра $a = 3, 5, 6, 7$.

Представляет интерес также оценка магнитооптической активности как бездефектной СПС, так и с дефектом. Известно [15], что при поперечном подмагничивании с помощью энергетического коэффициента отражения определяется интенсивный эффект Керра, величина которого характеризуется отношением

$$\delta_K = \frac{R(M) - R(0)}{R(0)},$$

где $R(M)$ и $R(0)$ — коэффициенты отражения от образца в намагниченном и размагниченном состояниях. Для описания подобного эффекта в рассматриваемой периодической структуре под $R(0)$ будем понимать величину, которая отвечает отсутствию намагниченности ($M = 0$), т.е. нулевым магнитооптическим параметрам f и g_{ij} . Ввиду малой их величины частотная зависимость коэффициента $R(0)$ в пределах графической точности практически не отличается от аналогичной зависимости коэффициента $R(M)$, приведенной на рис. 2*а*. Поэтому для СПС в точках, где $R(0) \rightarrow 0$, величина $\delta_K \rightarrow \infty$. Чтобы избавиться от указанных «бесконечностей», неизбежных в периодических структурах при подобном

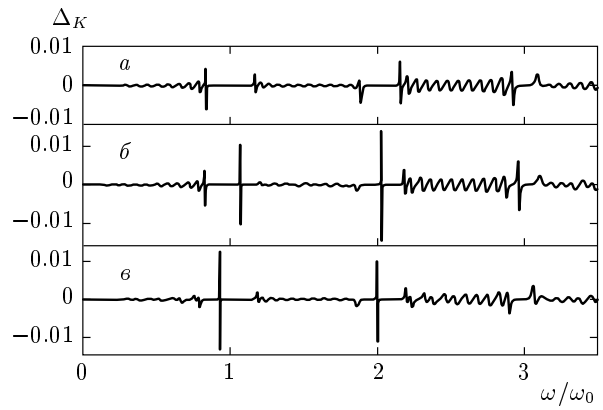


Рис. 4. Спектры интенсивного магнитооптического эффекта $\Delta_K(\omega)$ СПС без дефекта (*а*) и с дефектом (*б, в*), отвечающие спектрам отражения на рис. 2

определении величины δ_K , будем рассматривать частотную зависимость только разности соответствующих коэффициентов отражения, $\Delta_K = R(M) - R(0)$. На рис. 4 зависимость $\Delta_K(\omega)$ приведена для состоящей из 13 периодов бездефектной СПС, для СПС с одним магнитным $(\hat{m})^6 N_f D_f (\hat{m})^6$ и одним немагнитным $(\hat{m})^6 D_a N_d (\hat{m})^6$ дефектами замещения. Величина Δ_K для бездефектной СПС достигает максимальных значений вблизи границ запрещенных зон, а на самой границе происходит смена ее знака. Для дефектной СПС большие значения Δ_K , существенно превышающие соответствующую величину для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны. Как и на границе запрещенной зоны, в центре минизоны имеет место смена знака интенсивного магнитооптического эффекта. При этом для магнитного типа дефекта величина Δ_K больше, чем для немагнитного.

Подобный анализ для ТЕМ-волны также приводит к аналогичным дисперсионным зависимостям и спектрам коэффициента отражения. При этом магнитооптическая активность структуры определяется параметром g_{11} , который, как правило, существенно меньше величины $|g_{12} - f^2/\epsilon_0|$. Поэтому для данного типа волны рассмотренный магнитооптический эффект проявляется значительно слабее.

Проведенный в работе анализ показывает, что при наличии в одном из периодов СПС дефекта замещения в запрещенных зонах частотного спектра и, соответственно, спектров отражения и прохождения появляются дефектные минизоны. В области частот, принадлежащих дефектным минизонам, резко увеличивается прозрачность структуры.

Практический интерес представляет резонансный интенсивностный магнитооптический эффект, реализуемый в дефектной СПС. Большие значения этого эффекта, существенно превышающие эффект для бездефектной структуры, наблюдаются в области дефектной минизоны.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., мероприятие 1.3.1, ГК № П2603.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer, Berlin (2001).
2. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
3. A. Figotin, Yu. A. Godin, and I. Vitebsky, *Phys. Rev. B* **57**, 2841 (1998).
4. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii et al., *J. Phys. D* **36**, R277 (2003).
5. Д. И. Семенцов, М. М. Степанов, *ФТТ* **50**, 431 (2008).
6. В. А. Кособукин, Б. Б. Кричевцов, *ФТТ* **52**, 759 (2010).
7. V. I. Belotelov, D. A. Vukov, L. L. Doskolovich et al., *Opt. Lett.* **34**, 398 (2009).
8. М. А. Калитеевский, В. В. Николаев, Р. А. Абрам, *ФТТ* **47**, 1871 (2005).
9. Hong-Yi Sang, Zhi-Yuan Li, and Ben-Yuan Gu, *Phys. Lett. A* **331**, 414 (2004).
10. В. Г. Архипкин, С. А. Мысливец, *КЭ* **39**, 157 (2009).
11. А. В. Шабанов, С. Я. Ветров, А. Ю. Карнеев, Письма в *ЖЭТФ* **80**, 206 (2004).
12. С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, *ЖЭТФ* **120**, 1126 (2001).
13. Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, *Ферриты и их технические применения*, Наука, Ленинград (1975).
14. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
15. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, Москва (1988).