

Подавление дефектной моды фотонного кристалла с магнитным дефектом в области ферромагнитного резонанса

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

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступила в Редакцию 21 мая 2012 г.)

Исследуются особенности спектров пропускания и отражения одномерной фотонно-кристаллической структуры, в которой магнитоактивный слой находится между диэлектрическими брэгговскими зеркалами. Если частота магнитного резонанса совпадает с частотой дефектной моды в одной из фотонных зон, то возможно полное подавление в фотонном спектре дефектной моды, что позволяет эффективно управлять спектром такой структуры при помощи внешнего магнитного поля.

1. Введение

Одномерные фотонно-кристаллические структуры (ФКС), представляющие собой слоисто-периодические структуры, созданные на основе различных материалов, в последние годы обращают на себя пристальное внимание исследователей. Благодаря периодической модуляции показателя преломления фотонный спектр этих структур обладает запрещенной зоной, в которой падающее излучение практически полностью отражается [1–4]. Данное свойство важно для различных практических применений ФКС, в том числе и для управления оптическим излучением в лазерной технике и системах передачи информации. Функциональность ФКС 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 нарушения ее периодичности, в результате чего в запрещенной зоне (т.е. в зоне непропускания) появляется мини-зона пропускания, отвечающая „дефектной“ локализованной моде [5–8]. Особый интерес в этом плане вызывает структура типа микрорезонатора Фабри–Перо, представляющая собой „дефектный“ слой, помещенный между двумя брэгговскими фотонно-кристаллическими (ФК) зеркалами. Этот слой в подобной ФКС выступает в роли оптической микрополости, на которой можно локализовать поле световой волны и значительно усилить многие эффекты взаимодействия излучения с веществом [8–10].

Эффективное управление фотонным спектром с помощью внешнего магнитного поля возможно в ФКС, содержащей магнитоактивный дефект. Резонансный отклик магнитной проницаемости дефекта на высокочастотное поле распространяющейся волны в области магнитного резонанса может существенно модифицировать спектральную линию дефектной моды вплоть до полного ее подавления. В настоящей работе представлены результаты исследования спектров отражения и прохождения одномерной ФКС с магнитным дефектом и возможно-

сти подавления дефектной моды в области магнитного резонанса дефекта.

2. Передаточные матрицы

Рассмотрим симметричную ФКС, которая предполагает включение между двумя боковыми диэлектрическими ФК-зеркалами, инвертированными друг относительно друга, слоя однородно намагниченного магнетика толщиной L_d . Под инверсией понимается изменение порядка следования слоев одной части структуры по отношению к другой. С точки зрения дефектности подобная структура содержит двойной дефект — инверсию и слой внедрения [1–4]. Каждое из боковых ФК-зеркал состоит из одинакового конечного числа периодов структуры, а период — из двух непоглощающих диэлектрических слоев со скалярными и вещественными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_{1,2}$, магнитными проницаемостями $\mu_{1,2}$ и толщинами $L_{1,2}$. Слой магнетика в высокочастотном диапазоне характеризуется скалярной диэлектрической ϵ_d и тензорной магнитной $\hat{\mu}_d$ проницаемостями.

Будем считать, что волны в структуре распространяются вдоль оси ее периодичности (ось OZ), а внешнее статическое магнитное поле H_0 ориентировано перпендикулярно этой оси (ось OX). При этом отличные от нуля диагональные и недиагональные компоненты тензора $\hat{\mu}_d$ имеют характерную частотную зависимость [11]

$$\begin{aligned} \mu_{xx} &= 1, \\ \mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu &= 1 + \frac{\omega_M(\omega_H + i\alpha\omega)}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \\ \mu_{yz} = -\mu_{zy} = i\mu_a &= \frac{i\omega_M\omega}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь введены параметры $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, M_0 — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр магнитного затухания.

Решение уравнений Максвелла с учетом направления распространения и ориентации подмагничивающего поля приводит к двум собственным волнам структуры — ТЕ- и ТМ-типа. Управляемыми внешним магнитным полем являются волны ТЕ-типа, которые и будут рассматриваться далее.

Энергетические коэффициенты отражения и прохождения для исследуемой структуры могут быть выражены следующим образом:

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

Указанные коэффициенты удовлетворяют закону сохранения энергии $R + T + A = 1$, где коэффициент поглощения A определяет долю перешедшей в тепло энергии. В соотношениях (2) $G_{\alpha\beta}$ — матричные элементы передаточных матриц исследуемых структур,

$$\hat{G} = (\hat{M})^n \hat{N}_d (\hat{M})^n, \quad \hat{G} = (\hat{M})^n \hat{N}_d (\hat{M})^n. \quad (3)$$

Здесь $(\hat{M})^n$, $(\hat{M})^n$ и \hat{N}_d — передаточные матрицы неинвертированного и инвертированного ФК-зеркал, а также магнитного слоя.

Связь волновых полей в плоскостях, отстоящих друг от друга на целое число периодов, осуществляется матрицей, являющейся n -й степенью матрицы одного периода $\hat{M} = \hat{N}_1 \hat{N}_2$, имеющей следующие матричные элементы:

$$\begin{aligned} M_{11} &= C_1 C_2 - \frac{\mu_1 k_2}{\mu_2 k_1} S_1 S_2, \\ M_{12} &= -\frac{k_0 \mu_2}{i k_2} C_1 S_2 - \frac{k_0 \mu_1}{i k_1} S_1 C_2, \\ M_{21} &= \frac{i k_1}{k_0 \mu_1} S_1 C_2 + \frac{i k_2}{k_0 \mu_2} C_1 S_2, \\ M_{22} &= C_1 C_2 - \frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 k_2} S_1 S_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_j = k_0 \sqrt{\epsilon_j \mu_j}$ — волновые числа в каждом из слоев. В (4) введены обозначения $C_j = \cos(k_j L_j)$, $S_j = \sin(k_j L_j)$. Поскольку слои, составляющие период ФК-зеркал, считаются непоглощающими, матрица \hat{M} является унимодулярной, и ее определитель $\det \hat{M} = 1$. Инвертированному периоду отвечает передаточная матрица $\hat{M} = \hat{N}_2 \cdot \hat{N}_1$, матричные элементы которой связаны с элементами матрицы нормального периода соотношением $\hat{M}_{\alpha\beta} = \hat{M}_{3-\beta, 3-\alpha}$, $\alpha, \beta = 1, 2$. Передаточная матрица магнитного дефекта в (3) имеет вид

$$\hat{N}_d = \begin{pmatrix} \cos k_d L_d & -(k_0 \mu_{\perp} / i k_d) \sin k_d L_d \\ (i k_{\perp} / k_0 \mu_d) \sin k_d L_d & \cos k_d L_d \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где эффективная магнитная проницаемость дефекта $\mu_d = \mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2 / \mu$.

3. Численный анализ

На основе приведенных соотношений проведен анализ спектров отражения и пропускания рассматриваемой ФКС и исследована их модификация под влиянием внешнего магнитного поля. Для моделирования высокочастотных свойств ФКС будем использовать следующие значения диэлектрической проницаемости слоев ФК-зеркал и дефекта: $\epsilon_1 = 25$, $\epsilon_2 = 10$ (диэлектрические материалы МСТ25 и МСТ10) и $\epsilon_d = 15.1$ (легированный иттриевый феррит-гранат 10СЧ6Б) [12]. Толщины слоев выбирались таким образом, чтобы оптические толщины слоев ФК-зеркал были одинаковыми, т.е. $L_1 \sqrt{\epsilon_1} = L_2 \sqrt{\epsilon_0} = L_0$.

На рис. 1 приведены зависимости действительной части эффективной проницаемости магнетика от частоты для значений подмагничивающего поля $H_0 = 400, 500, 600$ Ое (сплошные кривые 1–3), а также от величины подмагничивающего поля для значений частоты $\omega = (1.5, 1.75, 2.0) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (штриховые кривые 4–6). Вычисления проводились для магнетика с параметрами $4\pi M_0 = 1780 \text{ Г}$, $\alpha = \Delta H / H_0$ и $\Delta H = 15 \text{ Ое}$. Видно, что каждому значению подмагничивающего поля отвечает свое значение резонансной частоты, а каждой частоте — свое резонансное значение магнитного поля. Увеличение поля приводит к сдвигу резонанса в область более высоких частот, а увеличение частоты — к сдвигу в область больших полей. Указанное свойство магнитофотонных кристаллов позволяет обеспечить близость частоты магнитного резонанса к частоте дефектной моды в фотонной запрещенной зоне.

Чтобы проследить характер модификации спектров отражения под влиянием внешнего магнитного поля, на рис. 2 приведены спектры структур $(\hat{M})^5 \hat{N}_d (\hat{M})^5$ и $(\hat{M})^5 \hat{N}_d (\hat{M})^5$, полученные для немагнитного дефектного слоя с $\mu_d = 1$. Указанные зависимости относятся к первой фотонной зоне непропускания с центральной

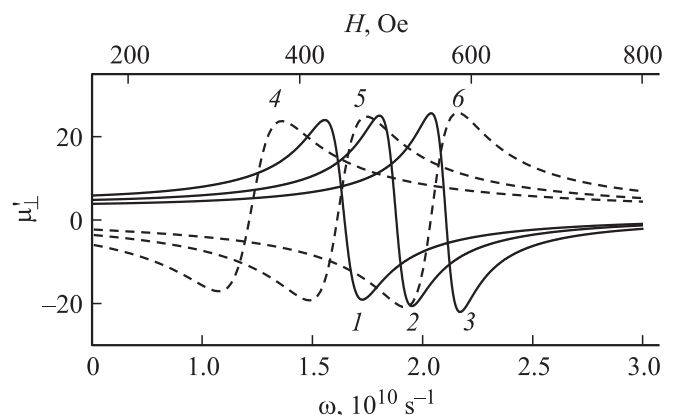


Рис. 1. Частотная (сплошные) и полевая (штриховые линии) зависимости действительной части эффективной проницаемости магнетика. Кривые 1–3 соответствуют трем различным значениям подмагничивающего поля, кривые 4–6 — трем значениям частоты (см. текст).

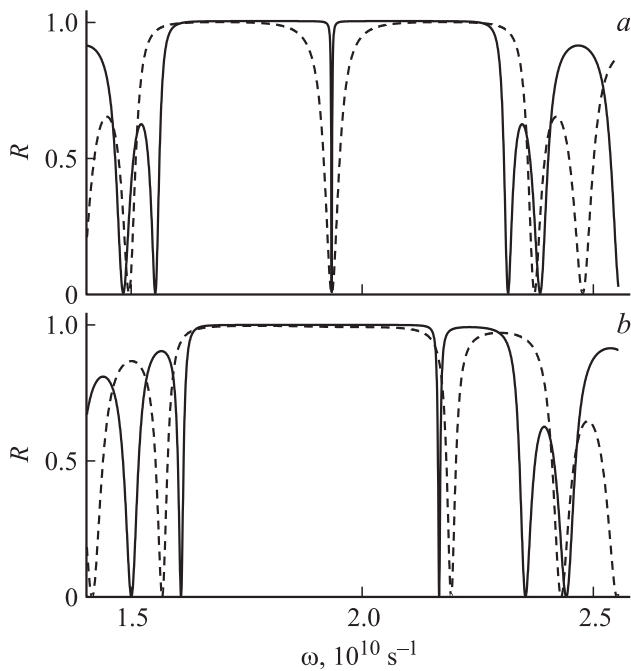


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента отражения для структур $(M)^5 N_d (\bar{M})^5$ (сплошная) и $(\bar{M})^5 N_d (M)^5$ (штриховая линия) с $\mu_d = 1$ и $L_d \cong 12.6$ (a) и 7.8 mm (b).

частотой $\omega_0 = 1.88 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, отвечающей структуре с одинаковой оптической толщиной слоев $L_0 \cong 24.4$ mm (и реальными толщинами $L_1 \cong 4.88$ mm, $L_2 \cong 7.72$ mm). Для рассматриваемых структур положение и ширина спектральной линии дефектной моды существенно зависят как от последовательности слоев в ФК-зеркала, так и от толщины дефекта. В спектрах, отвечающих толщине дефектного слоя $L_d \cong 12.6$ mm, при которой его оптическая толщина $\sqrt{\mu_d \epsilon_d} L_d = 2L_0$ (рис. 2, a), частоты дефектных мод для обеих структур совпадают и отвечают центру запрещенной зоны ω_0 . Коэффициент отражения на этой частоте практически равен нулю. Ширина спектральной линии дефектной моды больше для структуры $(\bar{M})^5 N_d (M)^5$, у которой в области дефекта имеет место повышенное значение диэлектрической проницаемости.

В спектрах, отвечающих толщине дефекта $L_d \cong 7.8$ mm (рис. 2, b), при которой его оптическая толщина $\sqrt{\mu_d \epsilon_d} L_d < 2L_0$, спектральные линии дефектных мод обеих структур смещены относительно центральной частоты ω_0 запрещенной зоны в область более высоких частот. При этом спектральные линии дефектных мод не совпадают не только по ширине, но и по частоте.

На рис. 3 и 4 приведены спектры отражения и прохождения для структур $(M)^5 N_d (\bar{M})^5$ и $(\bar{M})^5 N_d (M)^5$, полученные для различных значений поля H_0 . При значении поля $H_0 = 0.2$ kOe резонансная частота $\omega_r = 1.1 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ и спектры отвечают случаю, когда фотонная запрещенная зона совпадает с областью металлического отражения, для которой значения μ'_\perp являются отрицатель-

ными (части a). При значении $H_0 = 0.5$ kOe частота $\omega_r = 1.88 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, и запрещенная зона совпадает с областью резонансного поглощения (части b). В двух рассмотренных случаях происходит эффективное подавление дефектной моды, причем для структуры второго типа подавление оказывается более полным. Обращает на себя внимание факт практического отсутствия проходящей через структуру волны даже там, где коэффициент отражения меньше единицы. Это означает, что практически все проходящее в структуру излучение поглощается в дефектном слое. При $H_0 = 1.0$ kOe частота $\omega_r = 2.93 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ значительно превышает частоту ω_0 , поэтому запрещенная зона совпадает с областью прозрачности, для которой значения μ'_\perp положительны, а μ''_\perp мало (части c). В этом случае в запрещенной зоне наблюдаются узкие области, в которых коэффициент отражения не равен единице, но практически все проходящее в ФК излучение поглощается в дефектном слое. При $H_0 = 1.5$ kOe частота $\omega_r = 3.9 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ показана ситуация, отвечающая равенству $\mu'_\perp = \langle \mu'_\perp \rangle$, при этом дефектная мода находится в центре запрещенной зоны

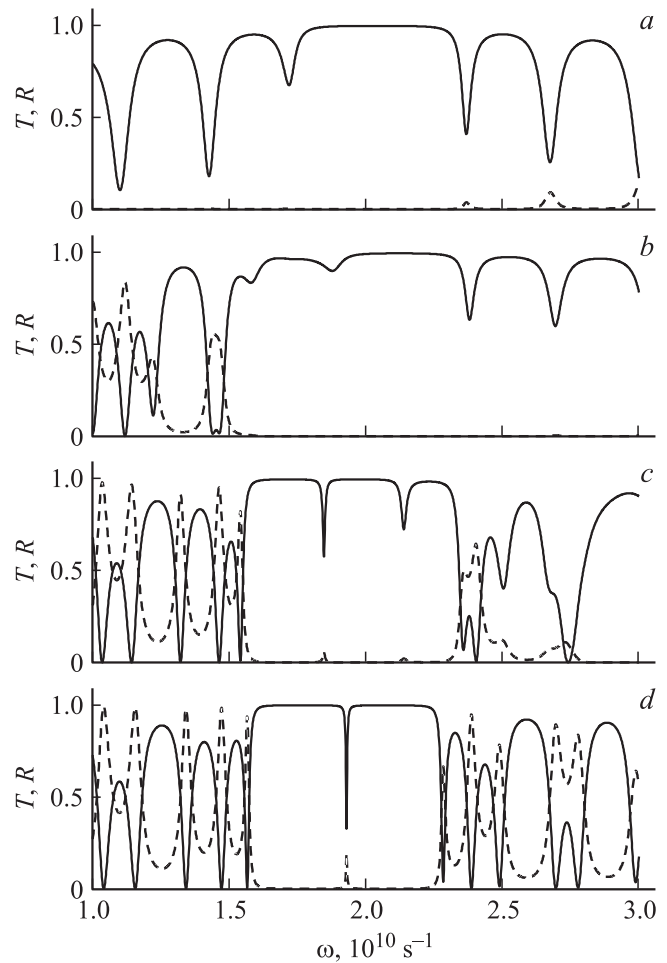


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента прохождения (сплошная) и отражения (штриховая линия) структуры $(M)^5 N_d (\bar{M})^5$. $H_0 = 0.2$ (a), 0.5 (b), 1.0 (c) и 1.5 kOe (d).

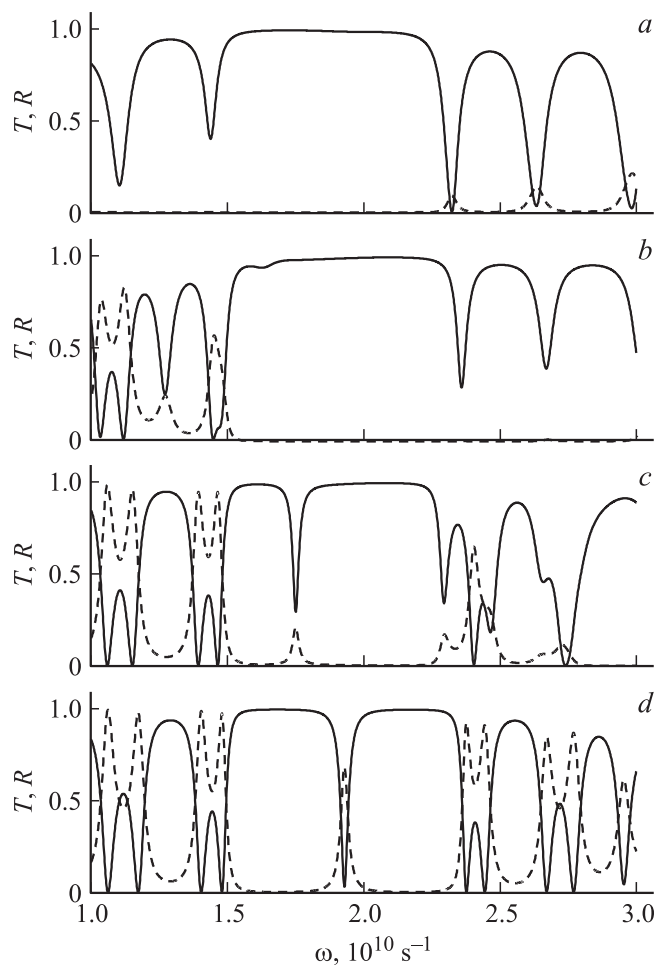


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициента прохождения (сплошная) и отражения (штриховая линия) структуры $(M)^2N_d(M)^2$. $H_0 = 0.2$ (a), 0.5 (b), 1.0 (c) и 1.5 kOe (d).

(части d). Дальнейшее увеличение подмагничивающего поля приводит к смещению резонансной частоты в сторону оптического диапазона частот, при этом величина μ'_\perp становится меньше $\langle \mu'_\perp \rangle$ и дефектная мода смещается в сторону высокочастотного края запрещенной зоны.

4. Заключение

В работе показана возможность эффективного управления волновыми свойствами фотонного кристалла с магнитным дефектом с помощью внешнего магнитного поля. Продемонстрировано практически полное подавление дефектной ТЕ-моды при совпадении частоты магнитного резонанса с частотной областью фотонной запрещенной зоны. В случае распространения ТМ-волны в рассматриваемой структуре магнитный резонанс в дефектном слое отсутствует, поэтому управления ее волновыми характеристиками с помощью внешнего магнитного поля не происходит. Дефектная мода, являющая-

ся магниточувствительной в случае ее 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 СВЧ-диапазона, как модуляторы, фильтры, переключатели.

Список литературы

- [1] K. Inoue, K. Ohtaka. Photonic crystals: physics, fabrication and applications. Springer, Berlin (2010).
- [2] K. Sakoda. Optical properties of photonic crystals. Springer, Berlin (2001).
- [3] M.J. Steel, M. Levy, R.M. Osgood. IEEE Photon. Technol. Lett. **12**, 9, 1171 (2000).
- [4] В.Г. Архипкин, С.А. Мысливец. Квантовая электрон. **39**, 2, 157 (2009).
- [5] M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe. J. Appl. Phys. **83**, 11, 6768 (1998).
- [6] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. ЖЭТФ **139**, 2, 235 (2011).
- [7] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. Опт. и спектр. **109**, 5, 789 (2010).
- [8] Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, А.П. Виноградов, М. Инуе. ФТТ **48**, 4, 674 (2006).
- [9] С.Г. Ерохин, А.П. Виноградов, А.Б. Грановский, М. Инуе. ФТТ **49**, 3, 477 (2007).
- [10] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. ФТТ **54**, 1858 (2012).
- [11] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973).
- [12] <http://www.magneton.ru>; Таблицы параметров производимых ферритов и диэлектриков. Завод „Магнетон“, СПб.