01;06

Фотоннокристаллические свойства одномерной продольно намагниченной периодической структуры

© С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов, М.М. Степанов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия
e-mail: eliseeva-sv@ya.ru; e-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступило в Редакцию 5 мая 2009 г.)

Исследуются особенности распространения циркулярно-поляризованных волн в плоскослоистой периодической продольно намагниченной структуре ферромагнетик–диэлектрик. Получены дисперсионные соотношения и коэффициенты отражения, построены частотные зависимости блоховского волнового числа и коэффицентов отражения для собственных волн рассматриваемой периодической структуры. Построены зависимости угла поворота плоскости поляризации при полярном эффекте Керра от частоты и соотношения толщины слоев в одном периоде для различного числа периодов в структуре.

Введение

Искусственные периодические или фотоннокристаллические структуры (ФКС), созданные на основе различных материалов, на протяжении последних лет вызывают пристальное внимание исследователей [1–3]. Для проявления эффектов, присущих фотонным кристаллам, длина распространяющейся в них волны должна быть сравнима с периодом структуры. Одной из наиболее интересных искусственных периодических структур являются магнитофотонные кристаллы, полученные путем послойного роста периодической магнитной структуры или путем заполнения пустот в опалах магнитными веществами [4–7].

Наряду с ФКС, обладающими фотонными запрещенными зонами в оптическом дитапазоне, интерес представляют также периодические структуры с запрещенными зонами, лежащими в более длинноволновых диапазонах. Подобными структурами являются периодические композитные среды с включениями различной природы и геометрии, эффективная магнитная проницаемость которых обладает существенной дисперсией и резонансными частотами в СВЧ-диапазоне [8,9]. Так, характерными особенностями одномерных фотонных кристаллов обладают плоскослоистые периодические структуры, в периоде которых присутствует магнитоактивный слой. Зонный спектр таких структур является управляемым внешним магнитным полем, что представляет существенный интерес для их практического использования. Присутствие магнитных материалов в периодических структурах приводит к проявлению таких эффектов магнитооптики, как магнитное двулучепреломление (при поперечной ориентации намагниченности относительно направления распространения) и вращение плоскости поляризации прошедшей и отраженной волны (при продольном подмагничивании структуры). Ситуация с поперечно намагниченными периодическими структурами достаточно хорошо изучена. Ситуация с продольным распространением анализировалась меньше, хотя с точки зрения проявления магнитооптических эффектов является более богатой.

Исследование отражательных свойств периодических магнитогиротропных структур является в этом плане актуальной задачей. В настоящей работе исследуются магнитооптические особенности, проявляющиеся при отражении циркулярно-поляризованных волн от продольно намагниченной периодической структуры в условиях, когда проявляется зонная структура спектра. Структура состоит из чередующихся слоев ферромагнитного и немагнитного диэлектриков и помещена во внешнее подмагничивающее поле, ориентированное вдоль оси периодичности структуры. На основе решения граничной задачи получены дисперсионные соотношения и выражения для коэффициентов отражения для циркулярных волн, рассмотрены особенности вращения плоскости поляризации в случае полярного эффекта Керра внутри и вне запрещенных зон.

Основные соотношения

Рассмотрим слоистую периодическую структуру, состоящую из слоев однородно намагниченного магнетика толщиной d_1 и слоев немагнитного диэлектрика толщиной d_2. Ось OZ декартовой системы координат направлена перпендикулярно границам раздела слоев. Вдоль этого направления ориентировано внешнее подмагничивающее поле $\mathbf{H}$ и распространяются собственные циркулярно-поляризованные электромагнитные волны СВЧ-диапазона. Особенности взаимодействия электромагнитной волны с намагниченностью магнитных слоев описываются высокочастотной магнитной проницаемостью, которая в общем случае является тензорной характеристикой. Для выбранной системы координат и насыщенного вдоль направления подмагничивающего поля состояния тензор $\hat{\boldsymbol{\mu}}_f$ имеет следующие отличные от нуля компоненты $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu$, $\mu_{zz} = 1$ и $\mu_{xy} = -\mu_{yx} = i\mu_a$, которые для изотропного магнетика имеют известную резонансную частотную зависимость [10]:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H^2 + i\omega_r\omega)}{\omega_H(\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega)},$$

$$\mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega}. \qquad (1)$$

Здесь введены параметры $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma H$, $\omega_r = \xi\omega_H$ и обозначения: M — намагниченность насыщения, γ — магнитомеханическое отношение, ξ — безразмерный параметр релаксации в магнитной подсистеме.

В отношении электрических свойств магнетик также будем считать изотропной средой, поэтому тензор диэлектрической проницаемости имеет диагональный вид с компонентами ε_f. Для слоев диэлектрика тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости будем считать также диагональными с соответствующими компонентами ε_d и μ_d.

Решение уравнений Максвелла для каждого из слоев с учетом направления распространения и вида материальных параметров приводит к двум собственным волнам с циркулярно-поляризованными компонентами магнитного $h^{\pm} = h_x \pm ih_y$ и электрического $e^{\pm} = e_x \pm ie_y$ полей. Зависимость от времени указанных компонент волнового поля считаем пропорциональной фактору $\exp(i\omega t)$. Для амплитуд магнитного и электрического полей в волне, распространяющейся в слоях магнетика, можно записать следующие выражения:

$$h_f^{\pm} = A_1 \exp(i\nu_f^{\pm} z) + A_2 \exp(-i\nu_f^{\pm} z),$$

$$e_f^{\pm} = \pm\frac{i\nu_j^{\pm}}{k_0\varepsilon}\left(A_1 \exp(i\nu_f^{\pm} z) - A_2 \exp(-i\nu_f^{\pm} z)\right), \qquad (2)$$

где $k_0 = \omega/c, \omega$ и c — частота и скорость волны в вакууме, а константа распространения волны соответствующей поляризации

$$\nu_f^{\pm} = k_0\sqrt{\varepsilon_f \mu^{\pm}}.$$

Здесь эффективная магнитная проницаемость магнитных слоев

$$\mu^{\pm} = \mu \pm \mu_a = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H^2 \pm \omega\omega_H + i\omega_r\omega)}{\omega_H(\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega)}. \qquad (3)$$

Характерными частотами для эффективной магнитной проницаемости правополяризованной волны в отсутствие затухания являтся частота ферромагнитного резонанса ω_H, где $\mu^+ \to \infty$, и частота антирезонанса $\omega_a = \omega_H + \omega_M$, где $\mu^+ \to 0$. Для левополяризованной волны, описываемой величиной μ^-, особенностей в частотной зависимости константы распространения нет.

Для амплитуд магнитного и электрического поля в диэлектрических слоях могут быть записаны выражения, аналогичные (2):

$$h_d^{\pm} = B_1 \exp(i\nu_d z) + B_2 \exp(-i\nu_d z),$$

$$e_d^{\pm} = \pm\frac{i\nu_d}{k_0\varepsilon_d}\left[B_1 \exp(i\nu_d z) - B_2 \exp(-i\nu_d z)\right], \qquad (4)$$

где константы распространения волн обеих циркулярных поляризаций одинаковы и равны $\nu_d = k_0\sqrt{\varepsilon_d\mu_d}$.

Матрицы преобразования и дисперсионные соотношения

Для нахождения распределения поля в рассматриваемой плоскослоистой периодической структуре запишем условия непрерывности тангенциальных компонент поля на границе раздела слоев (например, при $z = d_1$) и условия периодичности, связывающие поля в плоскостях $z = 0$ и $z = d = d_1 + d_2$:

$$h_f^{\pm}(d_1) = h_d^{\pm}(d_1), \quad e_f^{\pm}(d_1) = e_d^{\pm}(d_1),$$

$$h_d^{\pm}(d) = h_f^{\pm}(0)\exp(i\nu_{\text{eff}}^{\pm} d), \quad e_d^{\pm}(d) = e_f^{\pm}(0)\exp(i\nu_{\text{eff}}^{\pm} d), \qquad (5)$$

где $\nu_{\text{eff}}^{\pm}$ — продольная компонента эффективного волнового вектора распространяющейся в структуре волны, играющая роль блоховского волнового числа. Введем матрицы преобразования $\hat{\mathbf{m}}^{\pm}$, связывающие поля в плоскостях, разделенных периодом структуры:

$$\begin{pmatrix} h^{\pm}(0) \\ e^{\pm}(0) \end{pmatrix} = \hat{\mathbf{m}}^{\pm}\begin{pmatrix} h^{\pm}(d) \\ e^{\pm}(d) \end{pmatrix}. \qquad (6)$$

Для компонент матриц преобразования получаем следующие выражения:

$$m_{11}^{\pm} = C_1^{\pm}C_2 - \frac{\varepsilon_f\nu_d}{\varepsilon_d\nu_f^{\pm}}S_1^{\pm}S_2,$$

$$m_{12}^{\pm} = \mp\frac{k_0\varepsilon_d}{\nu_d}C_1^{\pm}S_2 \mp \frac{k_0\varepsilon_f}{\nu_f^{\pm}}S_1^{\pm}C_2,$$

$$m_{21}^{\pm} = \pm\frac{\nu_f^{\pm}}{k_0\varepsilon_f}S_1^{\pm}C_2 \pm \frac{\nu_d}{k_0\varepsilon_d}C_1^{\pm}S_2,$$

$$m_{22}^{\pm} = -\frac{\varepsilon_d\nu_f^{\pm}}{\varepsilon_f\nu_d}S_1^{\pm}S_2 + C_1^{\pm}C_2, \qquad (7)$$

где введены обозначения

$$C_1^{\pm} = \cos(\nu_f^{\pm}d_1), \quad C_2 = \cos(\nu_d d_2),$$

$$S_1^{\pm} = \sin(\nu_f^{\pm}d_1), \quad S_2 = \sin(\nu_d d_2). \qquad (8)$$

В отсутствие поглощения матрицы $\hat{\mathbf{m}}^{\pm}$ являются унимодулярными, т. е. их определитель равен единице.

Дисперсионное соотношение для электромагнитных волн в безграничной среде, состоящей из периодического повторения слоев магнетика и диэлектрика, может быть записано с использованием диагональных компонент матриц $\hat{\mathbf{m}}^{\pm}$:

$$\cos(\nu_{\text{eff}}^{\pm}d) = \frac{m_{11}^{\pm} + m_{22}^{\pm}}{2} = C_1^{\pm}C_2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\nu_d\varepsilon_f}{\nu_f^{\pm}\varepsilon_d} + \frac{\nu_f^{\pm}\varepsilon_d}{\nu_d\varepsilon_f}\right)S_1^{\pm}S_2. \quad (9)$$

Полученное уравнение связывает между собой частоту ω и блоховское волновое число $\nu_{\text{eff}}^{\pm}$ собственных циркулярно-поляризованных волн с учетом всех параметров структуры. Вид этого уравнения характерен для зонного спектра волн, распространяющихся в бинарной периодической структуре.

Наиболее простой вид дисперсионное соотношение (9) принимает в приближении мелкослоистой среды, когда выполняются условия $(\nu_f d_1, \nu_d d_2) \ll 1$. При этом эффективное волновое число собственных типов волн определяется следующим образом:

$$\nu_{\text{eff}}^{\pm} = \frac{1}{1+\theta}\left[(\nu_f^{\pm})^2\theta^2\left(1 + \frac{\varepsilon_d}{\theta\varepsilon_f}\right) + \nu_d^2\left(1 + \frac{\theta\varepsilon_f}{\varepsilon_d}\right)\right]^{1/2}, \quad (10)$$

где $\theta = d_1/d_2$, а параметр $1/(1+\theta)$ определяет вклад в период структуры диэлектрических слоев. В предельных случаях $\theta \to 0$ и $\theta \to \infty$ эффективное волновое число $\nu_{\text{eff}}^{\pm} \to \upsilon_d$ и $\nu_{\text{eff}}^{\pm} \to \nu_f^{\pm}$ соответственно. Подробное исследование выражения (10) для произвольных значений параметра θ проведено в работе [9].

На рис. 1 представлены две первые зоны Бриллюэна дисперсионных зависимостей для право- (a) и левополяризованных (b) волн, распространяющихся в структуре с параметрами $d_1 = 0.6\,\text{cm}$, $d_2 = 0.4\,\text{cm}$, $\omega_H = 3.52 \cdot 10^{10}\,\text{s}^{-1}$, $\omega_a = 6.63 \cdot 10^{10}\,\text{s}^{-1}$, $\varepsilon_f = 5.5$, $\varepsilon_d = 2$. Для волн обеих поляризаций дисперсионные зависимости имеют вид чередующихся разрешенных и запрещенных зон, внутри каждой из разрешенных зон характер этих зависимостей периодический. В спектре правополяризованных волн вблизи резонансной частоты ω_H имеются особенности, связанные с соответствующей частотной зависимостью эффективной магнитной проницаемости $\mu^+(\omega)$. При приближении к резонансной частоте со стороны низких частот имеет место сгущение разрешенных и запрещенных зон. С дальнейшим ростом частоты чередование разрешенных и запрещенных зон продолжается, при этом изменение ширины указанных зон с ростом частоты носит немонотонный характер и существенно зависит от периода структуры. Для левополяризованных волн в спектре отсутствуют особенности, имеющиеся в спектре правополяризованных волн вблизи резонансной частоты.

На рис. 2 представлена зависимость частоты от толщины ферромагнитных слоев для собственных циркулярно-поляризованных волн, полученная на основе решения дисперсионного соотношения (9). При вычислениях толщина диэлектрических слоев считается

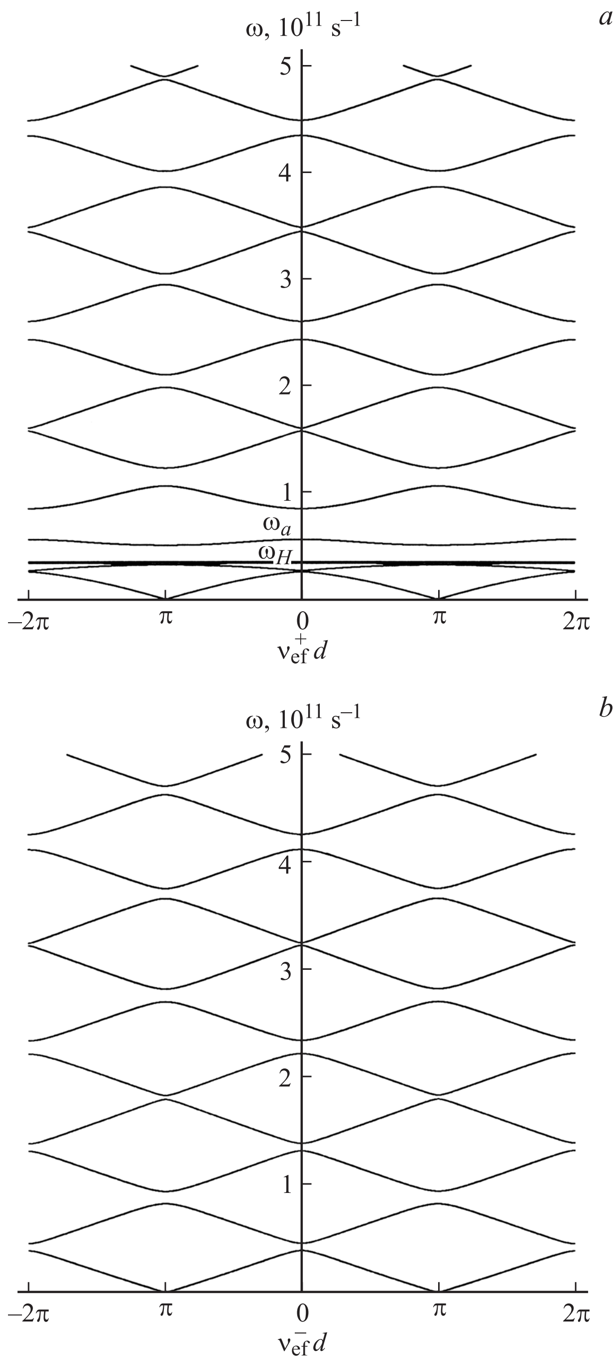

Рис. 1.

постоянной и равна $d_2 = 0.4\,\text{cm}$, а период структуры $d = d_1 + d_2$ является переменным. Запрещенные зоны, в которых собственные волны распространяться не могут, заштрихованы. Видно, что в области частот $\omega < \omega_H$ ширина запрещенных зон для правополяризованных волн намного меньше, чем в области $\omega > \omega_H$. Характерной особенностью спектра является наличие частот, в которых происходит „схлопывание" запрещенных зон:

$$\omega_l = \frac{\pi c l}{d_2\sqrt{\varepsilon_d\mu_d}}, \quad l = 1, 2, \ldots \quad (11)$$

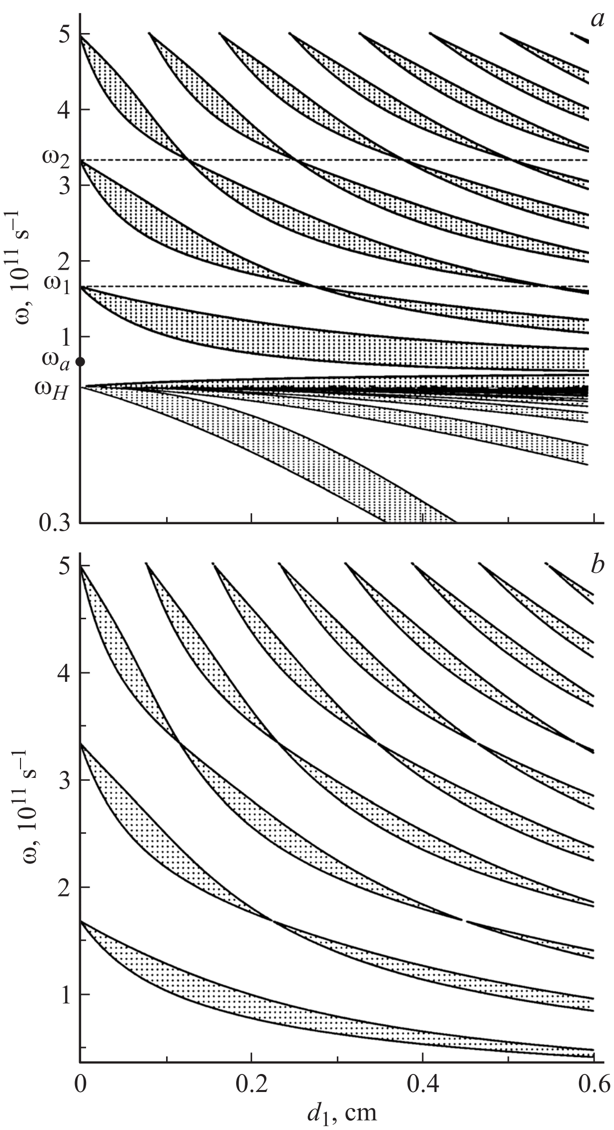

Рис. 2.

Так, для правополяризованной волны на частотах $\omega_1 = 1.66 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$ и $\omega_2 = 3.32 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$ ширина всех запрещенных зон обращается в нуль.

При наличии поглощения в структуре мнимая часть блоховского волнового числа определяет эффективную глубину проникновения поля соответствующей поляризации в структуру, а именно $\delta^{\pm}_{\text{eff}} = (\mathrm{Im}\nu^{\pm}_{\text{eff}})^{-1}$.

Коэффициенты отражения и прохождения

Магнитооптические свойства исследуемой периодической структуры наиболее полно могут быть выявлены в экспериментах по отражению электромагнитной волны, падающей на структуру из однородной среды. В связи с этим определим коэффициент отражения циркулярнополяризованной волны для исследуемой периодической структуры и проанализируем его зависимость от параметров структуры и излучения. Пусть из области $z < 0$, занятой однородной немагнитной средой с проницаемостями ε и μ, на периодическую структуру, занимающую область $z > 0$, нормально границам раздела слоев падает плоская волна с частотой ω и волновым числом $k = k_0\sqrt{\varepsilon\mu}$. В этом случае полное волновое поле в области $z < 0$ является суммой полей падающей и отраженной волн и его можно записать в виде:

$$h^{\pm} = h_i^{\pm}\left[\exp(ikz) + r\exp(-ikz)\right],$$

$$e^{\pm} = \pm\frac{ik}{k_0\varepsilon}h_i^{\pm}\left[\exp(ikz) - r\exp(-ikz)\right], \qquad (12)$$

где $r = h_r^{\pm}/h_i^{\pm}$ — комплексный амплитудный коэффициент отражения, $h_r^{\pm}$ и $h_i^{\pm}$ — амплитуда отраженной и падающей волн. Для нахождения коэффициента отражения воспользуемся выражениями для полей в слоях ферромагнетика (2), диэлектрика (4), граничными условиями и условиями периодичности (5), а также граничными условиями на плоскости раздела „однородное полупространство−ферромагнетик“: $h^{\pm}(0) = h_f^{\pm}(0)$, $e^{\pm}(0) = e_f^{\pm}(0)$, где левая часть этих уравнений определяется соотношениями (12). Решая указанную систему уравнений, легко получить выражение для амплитудного коэффициента отражения $r^{\pm}$. Для дальнейшего анализа приведем выражения для энергетического коэффициента отражения $R^{\pm} = |r^{\pm}|^2$ периодической среды:

$$R^{\pm} = \left|\frac{a-b}{a+b}\right|^2 = \frac{(a'-b')^2 + (a''-b'')^2}{(a'+b')^2 + (a''+b'')^2}, \qquad (13)$$

где введены параметры:

$$a = a' + ia'' = \exp(i\nu^{\pm}_{\text{eff}}d) - m_{22}, \quad b = b' + ib'' = Zm_{12}$$

и импеданс внешней немагнитной среды $Z = ik/k_0\varepsilon$.

Для структуры, содержащей конечное число периодов n, выражение для амлитудного коэффициента отражения может быть записано с помощью элементов передаточной матрицы $\hat{\mathbf{M}}^{\pm} = (\hat{\mathbf{m}}^{\pm})^n$:

$$r^{\pm} = \frac{(M^{\pm}_{11} + Z^{\pm}_{l}M^{\pm}_{22})Z^{\pm}_{1} - (M^{\pm}_{21} + Z^{\pm}_{l}M^{\pm}_{22})}{(M^{\pm}_{11} + Z^{\pm}_{1}M^{\pm}_{12})Z^{\pm}_{1} + (M^{\pm}_{21} + Z^{\pm}_{l}M^{\pm}_{22})}, \qquad (14)$$

где $Z^{\pm}_1 = Z^{\pm}_l = \pm Z$ — импедансы первой и последней сред. Компоненты передаточной матрицы $\hat{\mathbf{M}}^{\pm}$ определяются выражениями:

$$M^{\pm}_{\alpha\alpha} = m^{\pm}_{\alpha\alpha}U_{n-1}(\varkappa) - U_{n-2}(\varkappa),$$

$$M^{\pm}_{\alpha\beta} = m^{\pm}_{\alpha\beta}U_{n-1}(\varkappa), \quad \alpha, \beta = 1, 2, \qquad (15)$$

где, в соответствии с [11], введена функция

$$U_{n-1}(\varkappa) = \sin(n\varkappa)/\sin\varkappa,$$

зависящая от числа периодов n, и переменная $\varkappa$, связанная с элементами матрицы $\hat{\mathbf{m}}^{\pm}$ соотношением:

$$\varkappa = \arccos\left(\frac{m^{\pm}_{11} + m^{\pm}_{22}}{2}\right). \qquad (16)$$

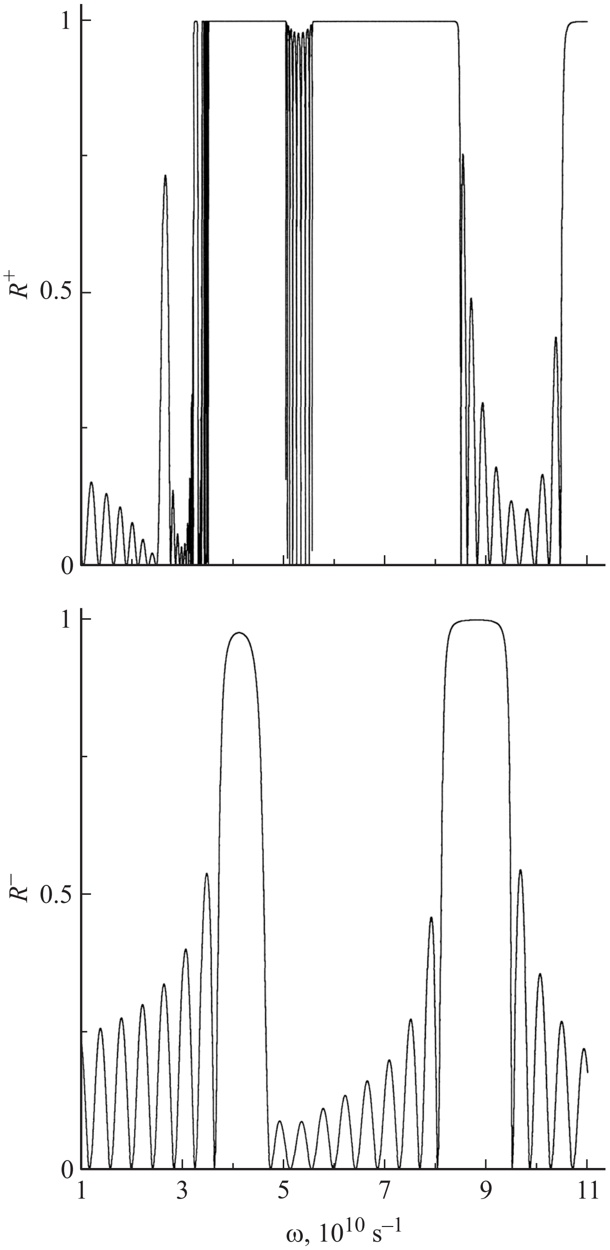

Рис. 3.

На рис. 3 представлена зависимость от частоты коэффициентов отражения $R^{\pm}$ циркулярно-поляризованных волн, падающих нормально границам раздела слоев на непоглощающую периодическую структуру с периодом $d = 1$ cm. Структура содержит $n = 10$ периодов, толщина магнитных и немагнитных слоев $d_1 = 0.6$ cm и $d_2 = 0.4$ cm. Сравнивая приведенные зависимости со спектральными, отмечаем, что в области запрещенных зон коэффициент отражения близок к единице. Вне запрещенных зон имеют место быстрые осцилляции коэффициента отражения. Вблизи частоты ферромагнитного резонанса осцилляции коэффициента R^+ существенно сгущаются. Для энергетических коэффициентов прохождения в отсутствие затухания справедливо соотношение $T^{\pm} = 1 - R^{\pm}$. Поэтому в запрещенных областях значения коэффициентов $T^{\pm}$ близко к нулю, а в разрешенных испытывают сильные осцилляции, приближаясь в максимумах к единице.

С ростом числа периодов в структуре число осцилляций увеличивается, а их амплитуда уменьшается. На рис. 4 зависимости $R^{\pm}(\omega)$ представлены для структуры с числом периодов $n \to \infty$. Осцилляции, характерные для структуры с конечным числом периодов, в этом случае отсутствуют. Пунктиром на этом рисунке приведены соответствующие зависимости, полученные с учетом затухания в магнитной подсистеме, которое определяется параметром $\xi = 0.02$ в уравнении Ландау–Лифшица. При наличии затухания часть падающей на структуру энергии проглощается магнитной подсистемой. Доля

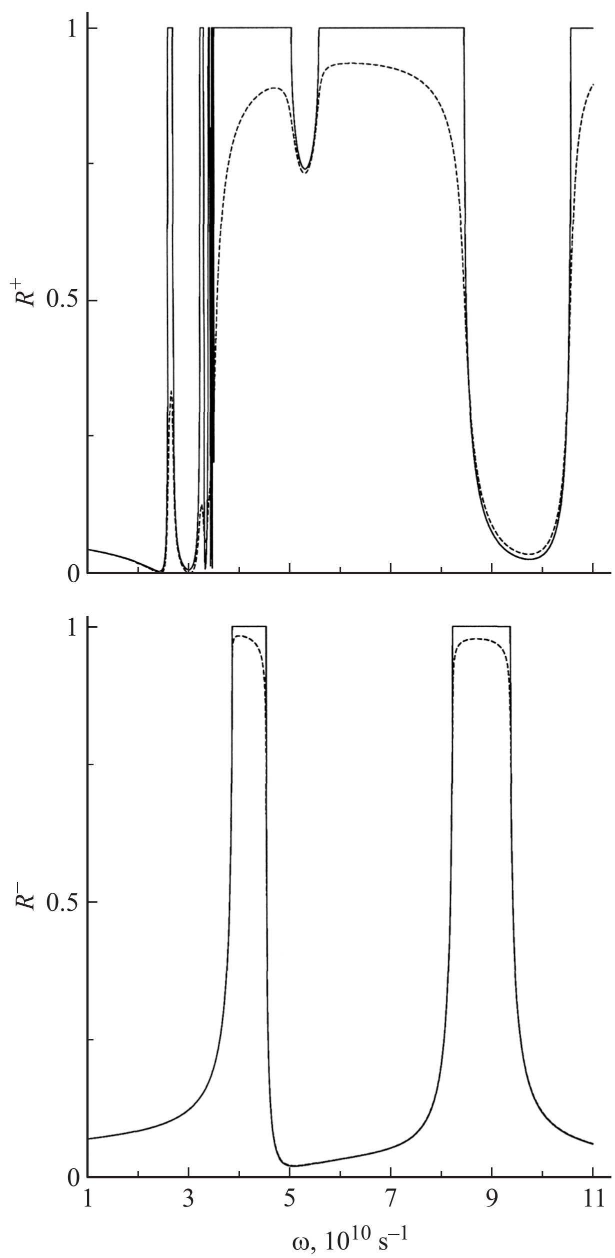

Рис. 4.

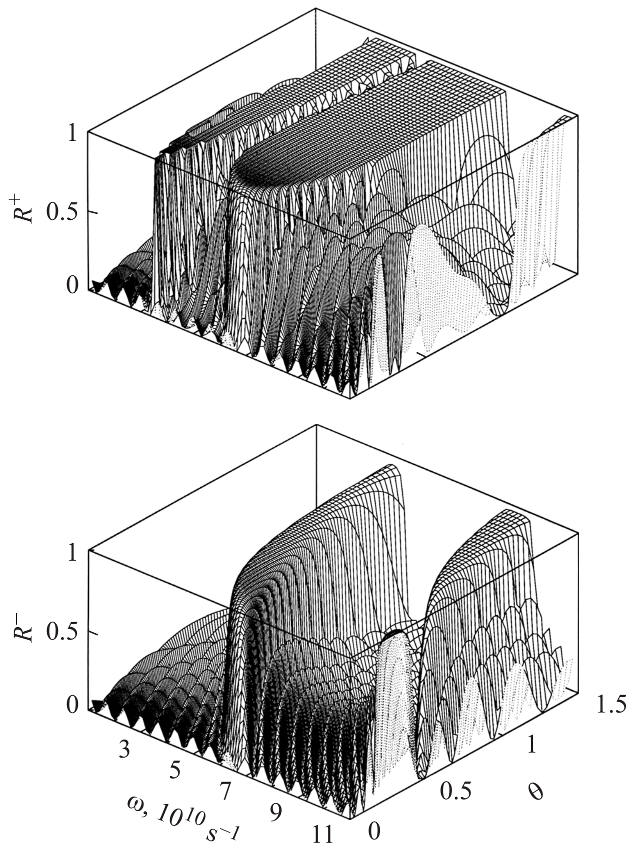

Рис. 5.

этой энергии от величины падающей энергии определяется коэффициентом поглощения $D^{\pm} = 1 - R^{\pm} - T^{\pm}$.

На рис. 5 представлены зависимости коэффициентов отражения $R^{\pm}$ от частоты ω и отношения толщины слоев в одном периоде $\theta = d_1/d_2$ для непоглощающей структуры, содержащей $n = 10$ периодов. Видно, что внутри областей, где значения указанных переменных отвечают запрещенным зонам, коэффициенты отражения принимают значения $R^{\pm} \to 1$ Начиная со значения параметра $\theta \approx 0.5$ ширина частотной области, где коэффициент отражения R^+ практически равен единице, не изменяется с ростом толщины магнитных слоев. Вне запрещенных зон измерение коэффициентов отражения носит осцилляционный характер.

Поляризационные эффекты

В рассматриваемой геометрии падения линейно-полязированной волны на периодическую структуру для отраженной волны имеет место полярный эффект Керра. Эллиптичность и угол поворота отраженной волны в этом случае, согласно [10], определяются выражениями:

$$E_K = \frac{|r^-| - |r^+|}{|r^-| + |r^+|}, \quad \Theta_K = \frac{\varphi_r^+ - \varphi_r^-}{2}, \tag{17}$$

где $|r^{\pm}|$ и $\varphi_r^{\pm}$ — амплитуды и фазы комплексных амплитудных коэффициентов отражения от слоя волн правой и левой круговой поляризации $r^{\pm} = |r^{\pm}| \exp(i\varphi_r^{\pm})$. Согласно выражению (17), при значениях параметров, для которых $|r^+|$, поляризация отраженной волны будет линейной. Для достижения максимального поворота плоскости поляризации отраженной волны энергетические коэффициенты отражения циркулярных волн обеих поляризаций должны быть одинаковыми.

На рис. 6 представлена частотная зависимость керровского угла θ_K вращения плоскости поляризации отраженной от структуры линейно-поляризованной волны. Указанная зависимость получена на основе выражения (17) для структуры, содержащей один (a) и десять (b) периодов. В случае одного периода на интервале

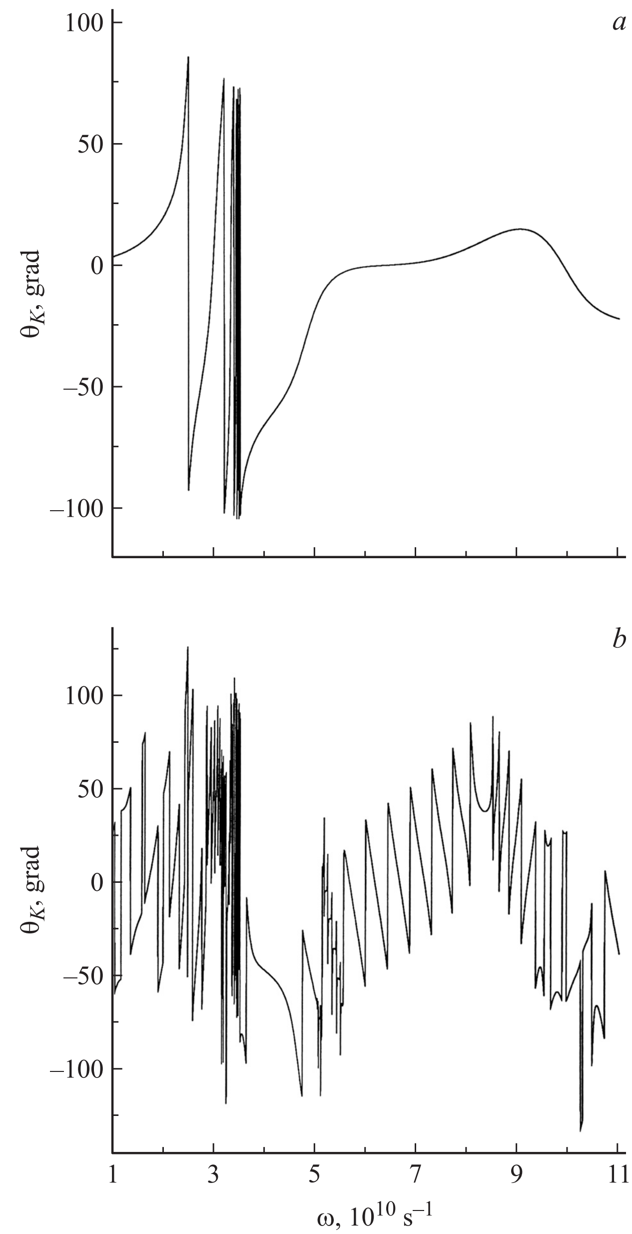

Рис. 6.

частот $\omega < \omega_H$ имеют место сгущающиеся скачкообразные изменения угла поворота плоскости поляризации с величиной скачка $\Delta\theta \approx \pi$. На частоте выше резонансной скачки угла проворота плоскости поляризации сменяются плавным и медленным изменением величины θ_K. Для отражающей структуры из десяти периодов скачки $\Delta\theta \approx \pi$ наблюдаются в области частот $\omega < \omega_H$, тогда как в области частот $\omega > \omega_H$ в основном величина скачков $\Delta\theta \approx \pi/2$. Указанные скачки происходят в точках, где один из коэффициентов отражения $R^{\pm} = 0$. В непосредственной близости к частоте ферромагнитного резонанса ω_H происходит быстрое изменение знака величины θ_K.

Заключение

Проведенный анализ показывает, что спектр собственных циркулярно-поляризованных волн в рассматриваемой одномерной продольно намагниченной периодической структуре имеет характер чередующихся разрешенных и запрещенных зон в области длин волн, соизмеримых с периодом структуры. На конфигурацию разрешенных и запрещенных зон существенным образом влияет полевая и частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости магнитных слоев, а также соотношение толщины слоев, составляющих период структуры. Особенностью спектра является наличие частот ω_l, на которых происходит „схлопывание“ всех запрещенных зон.

В работе проведено сравнение выражений коэффициентов прохождения для бесконечной слоистой среды и для структуры, содержащей десять периодов. В последнем случае вне запрещенных зон имеют место быстрые осцилляции коэффициента отражения. При наличии затухания в магнитной подсистеме даже для бесконечной слоистой среды значения коэффициентов отражения не достигают максимального значения единицы. Анализ поляризационных характеристик отраженного от структуры излучения показал, что в областях частот, в которых коэффициенты отражения для право- и левополяризованной волны принимают максимальное значение, равное единице, имеет место плавное изменение угла керровского вращения плоскости поляризации. На частотах, где один из коэффициентов отражения $R^{\pm}$ равен нулю, происходит скачок величины θ_K на угол, близкий к $\pi/2$. При приближении к частоте ферромагнитного резонанса происходит быстрая смена направления поворота плоскости поляризации.

Наличие в спектре рассмотренной фотоннокристаллической структуры разрешенных и запрещенных зон, ширина которых зависит от величины магнитного поля, может служить основой при создании широкого класса устройств СВЧ-диапазона, управляемых магнитным полем.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта молодым ученым Карла Цейсса № 5-11 2009 г.

Список литературы

[1] *Силин Р.А.* // УФН. 2006. Т. 175. № 5. С. 562–565.
[2] *Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П.* Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 287 с.
[3] *Булгаков А.А., Шрамкова О.В.* // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 6. С. 712–718.
[4] *Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A., Rasing Th.* // Proc. Symp. IEEE/LEOS Benelux Chapter. Enschede, 2003. P. 261.
[5] *Калиш А.Н., Белотелов В.И.* // Уч. зап. Казанского госуниверситета. Физ.-мат. науки. 2006. Т. 148. Кн. 1. С. 129–134.
[6] *Кособукин В.А.* // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 11. С. 2089–2094.
[7] *Семенцов Д.И., Степанов М.М.* // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 3. С. 431–435.
[8] *Вендик И.Б., Вендик О.Г., Гашинова М.С.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 10. С. 30–39.
[9] *Елисеева С.В., Семенцов Д.И.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 106–111.
[10] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
[11] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.