

СПЕКТРОСКОПИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 535.5; 53.082.5; 681.7

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОГО
МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСНОГО
ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

© 2012 г. С. Я. Ветров*, Н. В. Рудакова*, И. В. Тимофеев**, В. П. Тимофеев*

*Сибирский федеральный университет, 660074 Красноярск, Россия

**Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036, Академгородок, Красноярск, Россия

E-mail: atrum528@mail.ru

*E-mail: tiv@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 25.07.2011 г.
В окончательной редакции 19.10.2011 г.

Изучены спектры пропускания резонансных двумерных фотонных кристаллов двух типов, один из которых состоит из нанокompозитных цилиндров, образующих квадратную решетку в вакууме, другой – из цилиндрических отверстий, образующих квадратную решетку в нанокompозитной матрице. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Показано, что в зависимости от положения резонансной частоты нанокompозита относительно границ запрещенной зоны в спектре пропускания возникает дополнительная полоса пропускания в запрещенной зоне, либо дополнительная запрещенная зона в сплошном спектре фотонного кристалла, которые существенно модифицируются при изменении структурных и геометрических параметров системы. Анализируются особенности пространственного распределения интенсивности электромагнитного поля в кристаллах. Рассмотренные эффекты могут быть использованы для расширения возможностей создания новых фотонных кристаллов с заданными свойствами.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все большее число фундаментальных и прикладных исследований посвящается разработке принципиальных основ отраслей, альтернативных полупроводниковой электронике. Основной задачей фотоники является создание средств передачи и обработки информации, в которых основными носителями были бы не электроны, а фотоны. Для создания оптических интегральных схем также необходимы “оптические полупроводники” – материалы, имеющие фотонные запрещенные зоны (ЗЗ) в собственном энергетическом спектре, они получили название фотонные кристаллы (ФК). Это новый класс материалов для оптоэлектроники и нанофотоники, которые вызывают интерес как новые оптические материалы с уникальными свойствами [1–4]. Именно наличие фотонных ЗЗ позволяет осуществить контроль спонтанной эмиссии, приводит к эффектам локализации света и открывает путь для применений ФК в лазерной технике, квантовых компьютерах, системах оптической связи и передачи информации. Значительный интерес представляют фотонные кристаллы с перестраиваемыми спектральными характеристиками. Спектральные свойства ФК можно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды. Однако эти изменения проявляются лишь в узкой обла-

сти частот вблизи резонансной частоты, поэтому такой ФК называется резонансным фотонным кристаллом (РФК). Комбинация дисперсии резонансной среды и собственной дисперсии ФК открывает новые возможности для управления спектральными и оптическими свойствами ФК. В [5, 6] изучены особенности зонной структуры и спектра пропускания двумерных (2D) РФК, в которых одним из композиционных материалов является резонансный газ. Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурных металл-диэлектрических фотонных кристаллов и на их основе новых способов управления светом [7, 8]. В нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости [9, 10], при этом оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Положение резонанса, который лежит в области видимого света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц.

В настоящей работе с помощью модифицированного метода трансфер-матрицы [11, 12], вытекающего из метода конечных разностей во временной области [13, 14], исследуется спектр пропускания 2D РФК двух типов: а) элементы

кристалла представляют собой нанокомпозитные цилиндры, образующие квадратную решетку в вакууме, б) цилиндрические отверстия образуют квадратную решетку в нанокомпозитной матрице. Нанокомпозит состоит из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\text{mix}}(\omega)$.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Рассмотрим, как и в [6], резонансный фотонный кристалл, имеющий форму пластины, которая безгранична в двух направлениях, имеет конечную толщину и ограничена вакуумом. Будем считать, что ось цилиндров перпендикулярна плоскости xu и параллельна оси z , а центры сечений цилиндров образуют в плоскости xu квадратную решетку. Волны s -поляризации распространяются в плоскости xu вдоль оси x . Для РФК типа а нанокомпозитные цилиндры, формирующие ФК-структуру, состоят из сферических наночастиц серебра, распределенных случайным образом в прозрачной диэлектрической матрице (рис. 1). РФК типа б состоит из бесконечных цилиндрических отверстий, образующих квадратную решетку в нанокомпозитной матрице.

Диэлектрическая проницаемость ε_{mix} определяется формулой Максвелла–Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли [9, 10, 15, 16]:

$$\varepsilon_{\text{mix}} = \varepsilon_d \left[1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_d/(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \right], \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице, $\varepsilon_m(\omega)$ и ε_d – диэлектрические проницаемости металла, из которого изготовлены наночастицы, и матрицы соответственно, ω – частота излучения. Размер наночастиц значительно меньше длины волны и глубины проникновения поля в материал. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

где ε_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ – величина, обратная времени релаксации электронов.

Функция $\varepsilon_{\text{mix}}(\omega)$ является комплексной:

$$\varepsilon_{\text{mix}}(\omega) = \varepsilon'_{\text{mix}}(\omega) + i\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega).$$

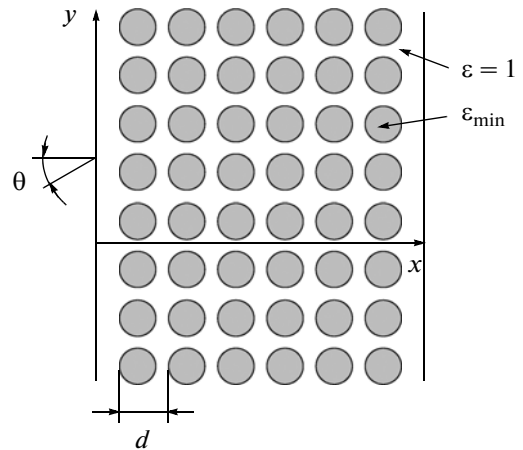


Рис. 1. Схема слоя двумерной РФК-структуры типа а, состоящей из 6 рядов нанокомпозитных цилиндров с диэлектрической проницаемостью ε_{mix} и образующих квадратную решетку в вакууме. d – период решетки, θ – угол падения (вид сверху).

Пренебрегая малым фактором γ^2 , находим положение резонансной частоты, зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы f :

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (3)$$

В точке $\omega = \omega_0$ функция $\varepsilon'_{\text{mix}}(\omega)$ обращается в нуль, а $\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega)$ принимает максимальное значение. Функция $\varepsilon'_{\text{mix}}(\omega)$ обращается в нуль и в точке

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (4)$$

На промежутке $[\omega_0, \omega_1]$ функция $\varepsilon'_{\text{mix}}(\omega) < 0$, т.е. в этой области частот нанокомпозит подобен металлу.

МЕТОД РАСЧЕТА СПЕКТРА И ПОЛЯ В СРЕДЕ

Для расчета спектра пропускания s -поляризованных электромагнитных волн, распространяющихся в плоскости xu с электрическим вектором, параллельным оси z , был использован формализм метода трансфер-матрицы, разработанный для одномерных слоистых сред и распространенный затем на двух- и трехмерные фотонные кристаллы. Трансфер-матрица связывает амплитуды плоских волн на выходе из среды с амплитудами волн на входе в среду. Формируется она перемножением матриц, связывающих амплитуды плоских волн в соседних тонких слоях, на которые разбивается образец. Однако в ФК размерности

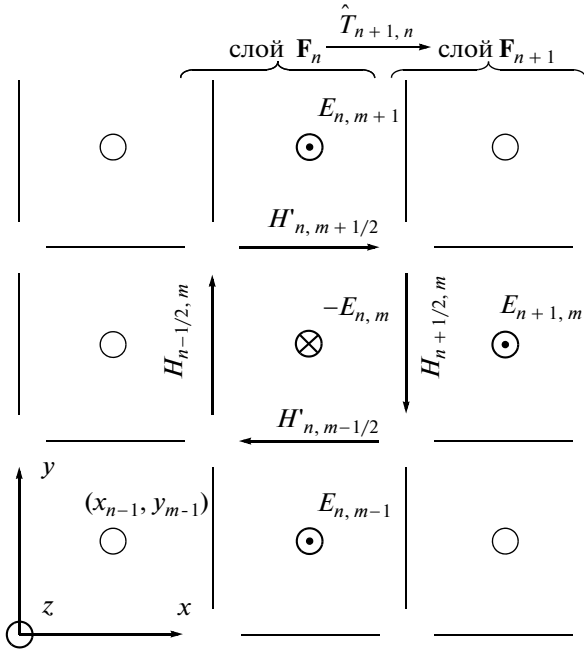


Рис. 2. Численная сетка. Кружками обозначены линии вдоль оси z , выходящей из плоскости рисунка. Жирным выделены линии напряженностей, участвующие в формулах (7)–(10) переноса к соседнему слою.

выше первой, трансфер-матрица неустойчива и экспоненциально расходится в силу того, что ее собственные числа растут в геометрической прогрессии с увеличением числа слоев. Для устранения этой особенности трансфер-матрица преобразовывается в матрицу рассеяния, которая позволяет устранить численные неустойчивости и рассчитать коэффициенты пропускания.

Для построения матрицы переноса используются два электродинамических уравнения Максвелла в интегральном виде в системе СГСЕ. Это закон индукции Фарадея

$$-\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_s \mathbf{B} ds = \oint_l \mathbf{E} dl \quad (5)$$

и теорема Ампера о циркуляции, обобщенная Максвеллом с учетом тока смещения,

$$\frac{4\pi}{c} I + \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_s \mathbf{D} ds = \oint_l \mathbf{H} dl. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{B} , \mathbf{D} – векторы магнитной и электрической индукций, \mathbf{H} , \mathbf{E} – векторы магнитной и

электрической напряженностей, контур l – граница поверхности S , I – ток, отсутствующий в данной задаче.

В качестве контуров интегрирования выберем ячейки численной сетки (рис. 2) [11, 13, 14]. Полуцелый индекс магнитного поля означает, что узлы для магнитного поля расположены ровно посередине между узлами для электрического поля. Электрический контур для закона Фарадея (5) состоит из линий напряженностей $E_{n,m}$ и $E_{n,m+1}$, выходящих из плоскости рисунка и направленных вдоль оси z ,

$$-idH'_{n,m+1/2} = E_{n,m+1} - E_{n,m}. \quad (7)$$

Здесь H' – среднее по ячейке значение амплитуды x -компоненты магнитного поля, $d = (y_{m+1} - y_m)\omega/c$ – безразмерное приращение фазы, полученное в результате дифференцирования по времени стационарного магнитного поля $H_x = H' \exp(i\omega t)$. Аналогично два других электрических контура дают

$$-idH'_{n,m-1/2} = E_{n,m} - E_{n,m-1}, \quad (8)$$

$$idH'_{n+1/2,m} = E_{n+1,m} - E_{n,m}, \quad (9)$$

где H – среднее по ячейке значение амплитуды y -компоненты магнитного поля. Для простоты рассматривается квадратная сетка $y_{m+1} - y_m = x_{n+1} - x_n$.

Магнитный контур для теоремы Ампера (6) представляет собой квадратную ячейку сетки, лежащую в плоскости рисунка,

$$id\epsilon E_{n,m} = H_{n-1/2,m} - H'_{n+1/2,m} + H'_{n,m+1/2} - H'_{n,m-1/2}. \quad (10)$$

Здесь ϵ – комплексная диэлектрическая проницаемость оптической среды в ячейке, включающая поглощение через мнимую часть. Предполагается, что на протяжении ячейки среда однородна.

H' исключается из системы (7)–(10):

$$H_{n+1/2,m} = H_{n-1/2,m} - id\epsilon E_{n,m} + H'_{n,m+1/2} - H'_{n,m-1/2} = H_{n-1/2,m} - id\epsilon E_{n,m} - \frac{i}{d}(2E_{n,m} - E_{n,m-1} - E_{n,m+1}), \quad (11)$$

$$E_{n+1,m} = E_{n,m} + idH_{n+1/2,m} = idH_{n-1/2,m} + d^2\epsilon E_{n,m} + (3E_{n,m} - E_{n,m-1} - E_{n,m+1}). \quad (12)$$

В матричном виде это выглядит как

$$\begin{bmatrix} E_{n+1,1} \\ \vdots \\ E_{n+1,M} \\ H_{n+1/2,1} \\ \vdots \\ H_{n+1/2,M} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (3-d^2\epsilon) & -1 & 0 \\ -1 & \ddots & \ddots \\ 0 & \ddots & \ddots \\ i(d\epsilon - 2/d) & id & 0 \\ id & \ddots & \ddots \\ 0 & \ddots & \ddots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} id & 0 \\ \ddots & \ddots \\ 0 & id \\ 1 & 0 \\ \ddots & \ddots \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{n,1} \\ \vdots \\ E_{n,M} \\ H_{n-1/2,1} \\ \vdots \\ H_{n-1/2,M} \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Нулем обозначен треугольный угол матрицы, состоящий из нулей. Вводя обозначения \mathbf{F} для поля в слое среды и \hat{T} для матрицы переноса, записываем (13) в компактном виде

$$\mathbf{F}_{n+1} = \hat{T}_{n+1,n} \mathbf{F}_n, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Вектор поля \mathbf{F} состоит из двух блоков, определяющих электрическую $\mathbf{E} = [E_m]$ и магнитную $\mathbf{H} = [H_m]$ составляющие. Размерность блока M равна количеству узлов в слое расчетной сетки. А матрица переноса \hat{T} образуется соединением четырех квадратных матриц размера $M \times M$.

Поле в узле сетки можно представить как суперпозицию плоских волн:

$$E_z(x, y) = \sum_q A_q \exp(-ik_{q,x}x - ik_{q,y}y) + B_q \exp(+ik_{q,x}x - ik_{q,y}y), \quad (15)$$

$$H_y(x, y) = \sum_q -\frac{k_{q,x}}{k} A_q \exp(-ik_{q,x}x - ik_{q,y}y) + \frac{k_{q,x}}{k} B_q \exp(+ik_{q,x}x - ik_{q,y}y). \quad (16)$$

Здесь A_q и B_q – амплитуды волн, падающих на слой сетки слева и справа. Волновому числу $k = \sqrt{\varepsilon\omega/c}$ соответствует набор волновых векторов $\mathbf{k}_q = (k_{q,x}, k_{q,y})$. Касательная к слою сетки y -компонента волнового вектора $k_{q,y}$ сохраняется при переходе от слоя к слою. В соответствии с теоремой Блоха $k_{q,y} = k_{0y} + 2\pi q/d$, где q – целое число между $-M/2$ и $M/2$ (для четного M), d – период решетки ФК, \mathbf{k}_0 – волновой вектор падающей волны. Уравнения (15) и (16) также допускают матричную запись

$$\mathbf{F}_n = \hat{R}_n \mathbf{W}_n, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{W} = \begin{bmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{B} \end{bmatrix},$$

где \hat{R} – матрица преобразования поля, \mathbf{W} – вектор амплитуд плоских волн, состоящий из блоков $\mathbf{A} = [A_q]$ и $\mathbf{B} = [B_q]$. Матрица переноса $\hat{T}_{n+1,n}$ также преобразуется к волновому представлению $\hat{T}_{n+1,n}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{n+1} &= \hat{R}_{n+1}^{-1} \mathbf{F}_{n+1} = \hat{R}_{n+1}^{-1} \hat{T}_{n+1,n} \mathbf{F}_n = \\ &= \hat{R}_{n+1}^{-1} \hat{T}_{n+1,n} \hat{R}_n \mathbf{W}_n = \hat{T}_{n+1,n} \mathbf{W}_n. \end{aligned} \quad (17)$$

В матрице переноса (13) заложена численная неустойчивость. Ее собственные числа превышают единицу и растут в геометрической прогрессии по мере перемножения матриц соседних слоев. В одномерной задаче матрица переноса также может расходиться в случае полного внутреннего отражения, когда появляется поверхностная вол-

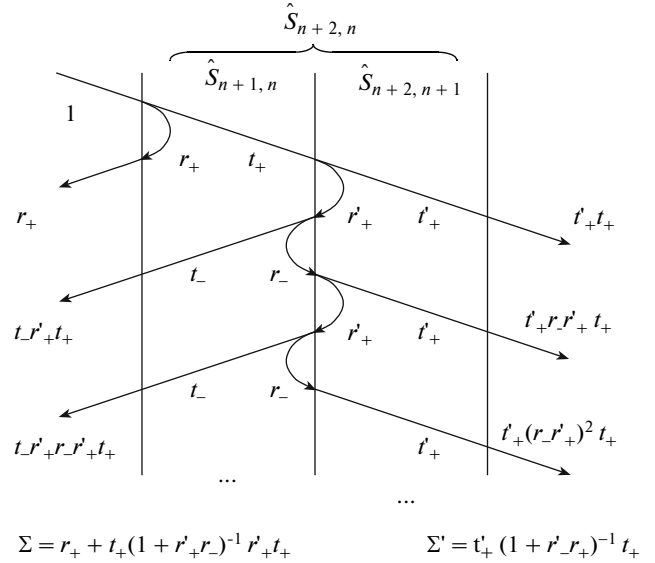


Рис. 3. К выводу формулы множественного рассеяния (20) через матричную сумму убывающей геометрической прогрессии.

на с мнимым волновым вектором поперек слоев. В двумерной задаче такие поверхностные волны приходится учитывать в любом случае. Описанная неустойчивость обусловлена нарушением причинно-следственной связи. Волны \mathbf{B}_{n+1} , падающие на слой, определяются через волны \mathbf{B}_n , отраженные от слоя и являющиеся следствием взаимодействия света со слоем,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_{n+1} \\ \mathbf{B}_{n+1} \end{bmatrix} = \hat{T}_{n+1,n} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_n \\ \mathbf{B}_n \end{bmatrix}, \quad \hat{T}_{n+1,n} = \begin{bmatrix} \hat{a} & \hat{b} \\ \hat{c} & \hat{d} \end{bmatrix}. \quad (18)$$

Уравнение (18) можно переписать в виде

$$\begin{bmatrix} \mathbf{B}_n \\ \mathbf{A}_{n+1} \end{bmatrix} = \hat{S}_{n+1,n} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_n \\ \mathbf{B}_{n+1} \end{bmatrix}, \quad (19)$$

$$\hat{S}_{n+1,n} = \begin{bmatrix} \hat{r}_+ & \hat{t}_+ \\ \hat{t}_- & \hat{r}_- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\hat{d}^{-1} \hat{c} & \hat{a}^{-1} \\ \hat{a} - \hat{b} \hat{d}^{-1} \hat{c} & \hat{b} \hat{d}^{-1} \end{bmatrix}.$$

Таким образом, формализм рассеяния света слоем восстанавливает физичность при помощи матрицы рассеяния $\hat{S}_{n+1,n}$, состоящей из комплексных амплитудных коэффициентов пропускания $\hat{t}_\pm = [t_{qq}^\pm]$ и отражения $\hat{r}_\pm = [r_{qq}^\pm]$. Каждый из этих коэффициентов по модулю не превышает единицу, что препятствует расходимости.

Однако за устойчивость матрицы рассеяния приходится платить численной трудоемкостью объединения матриц для соседних слоев. Для матриц переноса достаточно матричного перемножения $\hat{T}_{n+2,n} = \hat{T}_{n+2,n+1} \hat{T}_{n+1,n}$, требующего для разреженных матриц порядка $O(M)$ операций. Для матриц рассеяния (рис. 3) используется формула множественного рассеяния [12]:

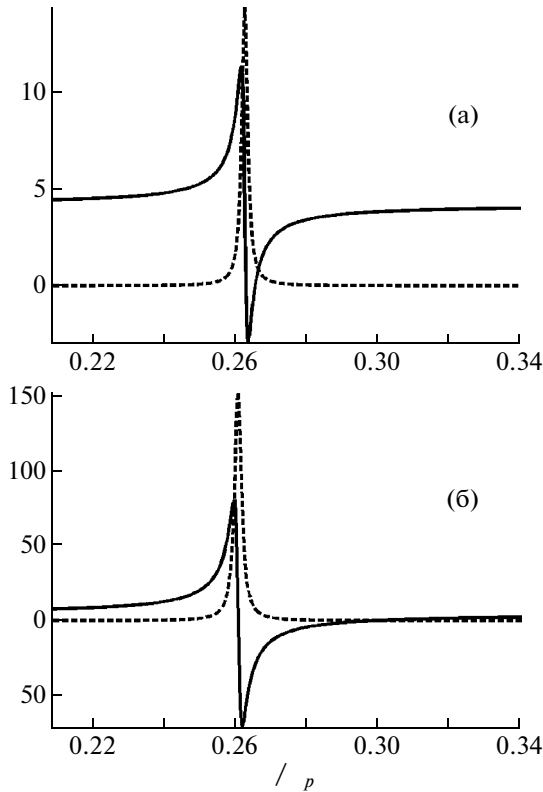


Рис. 4. Зависимости мнимой (ϵ''_{mix} , штриховая линия) и действительной (ϵ'_{mix} , сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{mix} от нормированной частоты ω/ω_p . Фактор заполнения $f = 0.01$ (а) и $f = 0.1$ (б).

$$\hat{S}_{n+2,n} = \begin{bmatrix} \hat{r}_+ + \hat{t}_-(\hat{1} - \hat{r}'_+\hat{r}'_-)^{-1}\hat{r}'_+\hat{t}_+ & \hat{t}'_+(\hat{1} - \hat{r}'_+\hat{r}'_-)^{-1}\hat{t}_+ \\ \hat{t}'_-(\hat{1} - \hat{r}'_+\hat{r}'_-)^{-1}\hat{t}'_- & \hat{t}'_- + \hat{t}'_+(\hat{1} - \hat{r}'_+\hat{r}'_-)^{-1}\hat{r}'_+\hat{t}'_- \end{bmatrix}, \quad (20)$$

где $\hat{1}$ – единичная матрица размера $M \times M$, штрихом помечены четыре блока матрицы $\hat{S}_{n+2,n+1}$. Это вычисление требует порядка $O(M^3)$ элементарных операций. Поэтому существенный выигрыш в вычислениях получается, если сначала объединять несингулярные матрицы переноса отдельных слоев в тонкой стопке, а затем объединять матрицы рассеивания соседних стопок.

В итоге объединения матрица $\hat{S}_{N,1}$ дает в явном виде спектр пропускания и отражения всех N слоев. Коэффициенты пропускания T и отражения R по энергии

$$\begin{aligned} T &= \sqrt{\frac{\epsilon_N}{\epsilon_1}} \sum_q |t_{+q0}^2| \text{Re}(k_{Nqx})/k_{0x}, \\ R &= \sum_q |r_{+q0}^2| \text{Re}(k_{1qx})/k_{0x}, \end{aligned} \quad (21)$$

где t_{+q0}, r_{+q0} – элементы среднего столбца для матриц \hat{t}_+ и \hat{r}_+ , соответствующие амплитудам рассеянных волн. Отношение k_x/k_{0x} отвечает за площадь, через которую наклонный луч единичного сечения попадает на слой. Поверхностные волны не участвуют в переносе энергии поперек слоев.

Для расчета поля в среде следует поставить граничное условие на входе. Поле на левой границе среды

$$\mathbf{W}_1 = \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}.$$

Из матрицы $\hat{S}_{N,1}$ определяются амплитуды отраженных волн $B_{1q} = r_{+q0}$. Вектор падающих слева волн будет содержать только один ненулевой элемент $A_{10} = 1$, соответствующий плоской входящей волне единичной амплитуды. Из поля на границе легко получить амплитуды волн \mathbf{W} , напряженности полей \mathbf{F} и локальную интенсивность I поля в n -м слое:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_n &= \hat{T}_{n,1} \mathbf{W}_1, \quad \begin{bmatrix} \mathbf{E}_n \\ \mathbf{H}_n \end{bmatrix} = \mathbf{F}_n = \hat{R}_n \mathbf{W}_n, \\ I(x_n, y_m) &= |E_{n,m}|^2. \end{aligned} \quad (22)$$

Для этого следует сохранить в памяти компьютера частичные матрицы рассеяния $\hat{S}_{2,1}, \hat{S}_{3,1}, \dots, \hat{S}_{N,1}$ или соответствующие им матрицы переноса $\hat{T}_{2,1}, \hat{T}_{3,1}, \dots, \hat{T}_{N,1}$. Хотя на практике удобнее вычислить эти матрицы повторно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В первую очередь рассмотрим результаты расчета спектра пропускания (21) для пластинки 2D резонансного фотонного кристалла типа а. Кристалл состоит из бесконечных нанокompозитных цилиндров, составляющих квадратную решетку в вакууме. Для серебра $\epsilon_0 = 5, \omega_p = 9 \text{ эВ}, \gamma = 0.02 \text{ эВ}$, для матрицы $\epsilon_d = 4.16$. Период структуры ФК $d = 138 \text{ нм}$. Фактор заполнения, т.е. доля нанокompозита в ФК, определяется выражением $F = \pi r^2/d^2 = 0.28$, где r – радиус цилиндра. Частотные зависимости вещественной $\epsilon'_{\text{mix}}(\omega)$ и мнимой $\epsilon''_{\text{mix}}(\omega)$ частей диэлектрической проницаемости, вычисленной по формуле (1), показывают, что частота ω_0 , соответствующая резонансу в цилиндрах, смещается в низкочастотную область с ростом объемной концентрации наночастиц. При этом полуширина резонансной кривой $\epsilon''_{\text{mix}}(\omega)$ изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая $\epsilon'_{\text{mix}}(\omega)$, увеличивается область

частот, для которых $\varepsilon'_{\text{mix}} < 0$. На рис. 4 показаны для примера зависимости $\varepsilon'_{\text{mix}}(\omega)$ и $\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega)$ для двух значений факторов заполнения $f = 0.01$ и $f = 0.1$.

На рис. 5а представлен затравочный спектр пропускания ($f = 0$) для волн s -поляризации, распространяющихся в плоскости xu при нормальном падении света из вакуума на пластинку вдоль оси x . Ширина запрещенной зоны спектра пропускания пластинки согласуется с шириной щели в направлении x зоны Бриллюэна [5] и расположена в промежутке от 320 до 473 нм. Распределение интенсивности (22), нормированной на интенсивность падающего на образец излучения I_0 , для частоты первого побочного максимума низкочастотной границы запрещенной зоны показано на рис. 5б и 5в. Из рисунков видно, что электромагнитное поле локализовано в центре пластинки, наблюдаются острые максимумы интенсивности электромагнитного поля, локализованные в центре стержней. Эффект локализации излучения на частотах, соответствующих границам запрещенных зон, проявляется в 2D ФК и при замене диэлектрических стержней на металлические [17].

При конечной концентрации шаров в нанокompозите в спектре пропускания происходят качественные изменения. Так, для фактора $f = 0.01$ резонансная частота $\omega_0/\omega_p \approx 0.272$ (рис. 4а) при заданных параметрах системы оказывается на краю низкочастотной границы 33 затравочного фотонного кристалла (рис. 5а). Возникающая при этом резонансная ситуация приводит к появлению в расширенной 33 дополнительной полосы пропускания шириной ≈ 25 нм (рис. 6а). При большем значении фактора $f = 0.1$ и соответствующем сдвиге ω_0 (рис. 4б) дополнительная полоса пропускания, как видно из рисунка, существенно уширяется и сдвигается в высокочастотную область. Ширина 33 при изменении f от 0.01 до 0.1 возрастает на 40%. Характер распределения поля и степень его локализации для частот, соответствующих границам 33, отличаются незначительно для случаев, когда $f = 0.01$ и $f = 0.1$. Значения максимумов интенсивности в центре РФК для частот, соответствующих границам 33, при $f = 0.01$ и $f = 0.1$ практически не отличаются и равны значению максимальной интенсивности $I/I_0 = 4$ затравочного ФК (рис. 5в). Однако интенсивности в центре пластинки для частот, соответствующих максимальным значениям дополнительных полос пропускания, уменьшились существенно, что и демонстрируется на рис. 6б и 6в.

Характерная зависимость спектров пропускания от угла падения представлена на рис. 7 для двух кристаллов типа а, отличающихся лишь па-

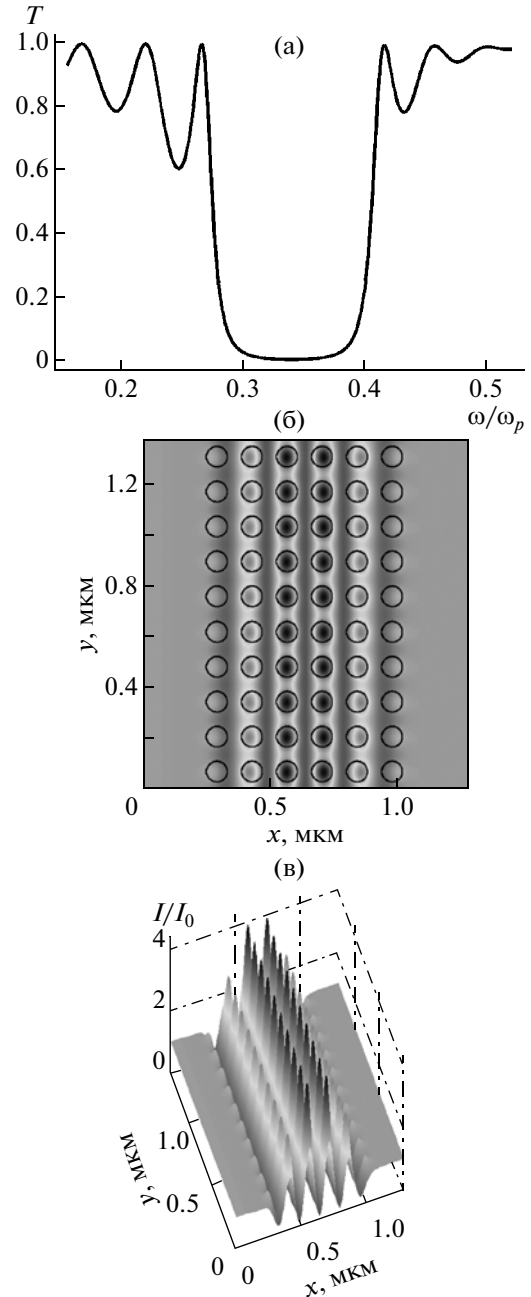


Рис. 5. а – коэффициент пропускания как функция частоты для волн s -поляризации, распространяющихся в пластинке в x -направлении; пространственное распределение интенсивности в ФК для частоты первого побочного максимума низкочастотной границы 33 б (вид сверху) и в (вид сбоку). Фактор заполнения $f = 0$.

раметром решетки. Для кристалла с прежним периодом $d = 138$ нм дополнительная полоса пропускания сдвигается с увеличением угла падения. Ее ширина возрастает вместе со сдвигом границ 33 в высокочастотную область в соответствии с условием Брэгга (рис. 7а). Максимальное значе-

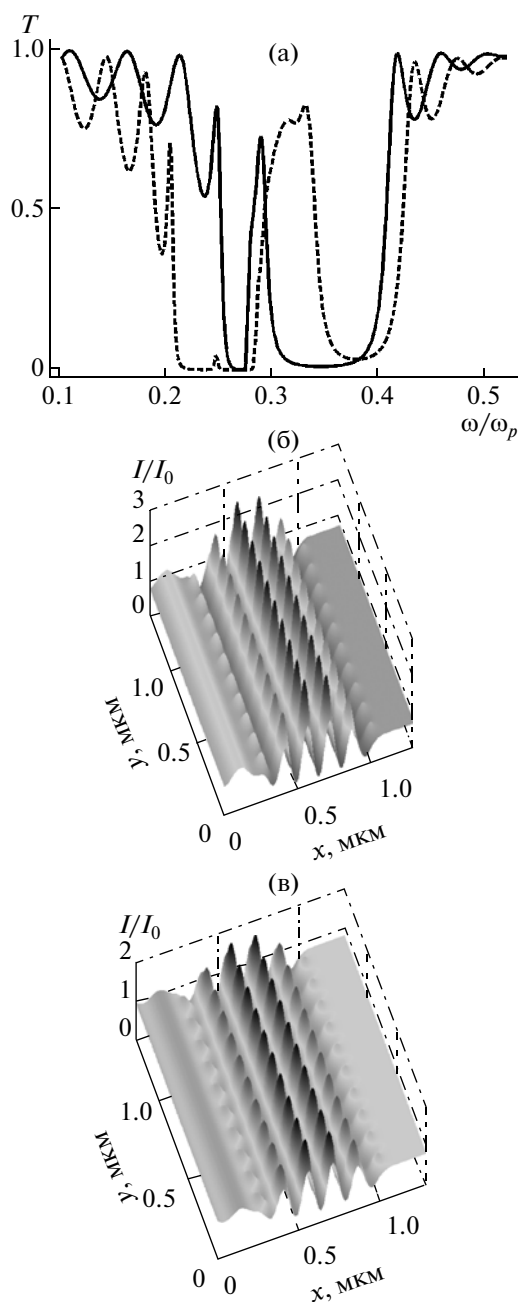


Рис. 6. а – частотная зависимость коэффициента пропускания для различных значений фактора заполнения: $f = 0.01$ (сплошная линия) и $f = 0.1$ (штриховая линия), угол падения $\theta = 0^\circ$; б, в – пространственное распределение интенсивности для частоты, соответствующей максимуму дополнительного пропускания в ЗЗ для случаев $f = 0.01$ и $f = 0.1$ соответственно.

ние интенсивности для частоты, соответствующей максимуму кривой дополнительного пропускания, наблюдается в центре пластинки. Расчеты показывают, что интенсивность в центре пластинки при $\theta = 40^\circ$ в 1.5 раза больше по сравнению со случаем, когда $\theta = 0^\circ$.

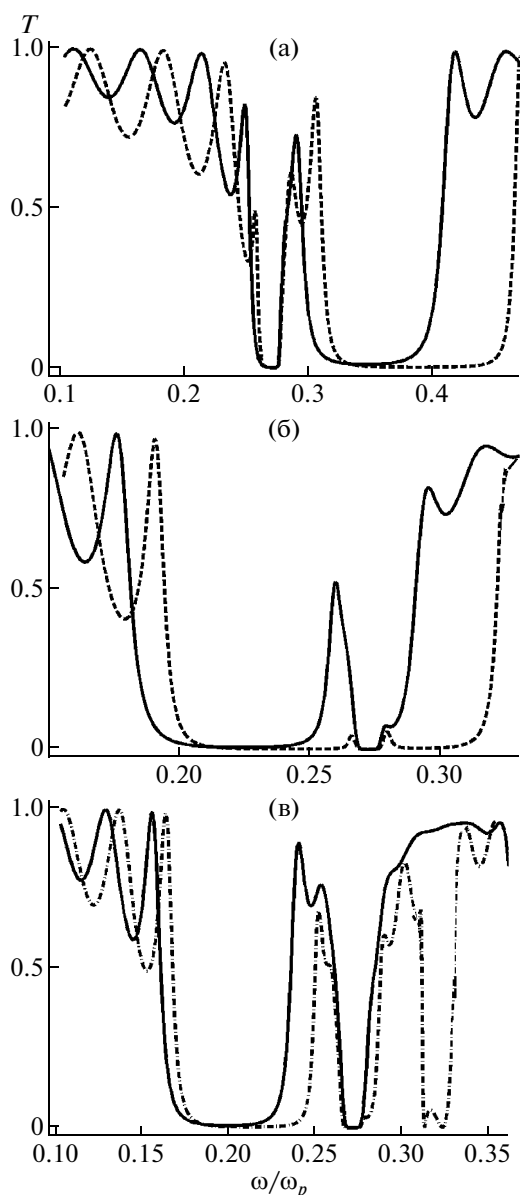


Рис. 7. Частотная зависимость коэффициента пропускания для РФК с разными периодами решетки. а – $d = 138$ нм, $\theta = 0^\circ$ (сплошная линия), $\theta = 40^\circ$ (штриховая линия); б – $d_1 = 207$ нм, $\theta = 0^\circ$ (сплошная линия), $\theta = 40^\circ$ (штриховая линия); в – $d_2 = 230$ нм, $\theta = 0^\circ$ (сплошная линия), $\theta = 30^\circ$ (штрихпунктирная линия).

Увеличение периода до значения $d_1 = 207$ нм и при неизменных значениях факторов $f = 0.01$, $F = 0.28$, а также других параметров системы приводит к тому, что при $\theta = 0^\circ$ резонансная частота нанокompозита оказывается вблизи высокочастотной границы затравочной ($f = 0$) ЗЗ. В этом случае смешивание фотонных мод с резонансной модой приводит к эффекту расщепления ЗЗ, т.е. к появлению в расширенной ЗЗ дополнительной полосы пропускания. С увеличением θ

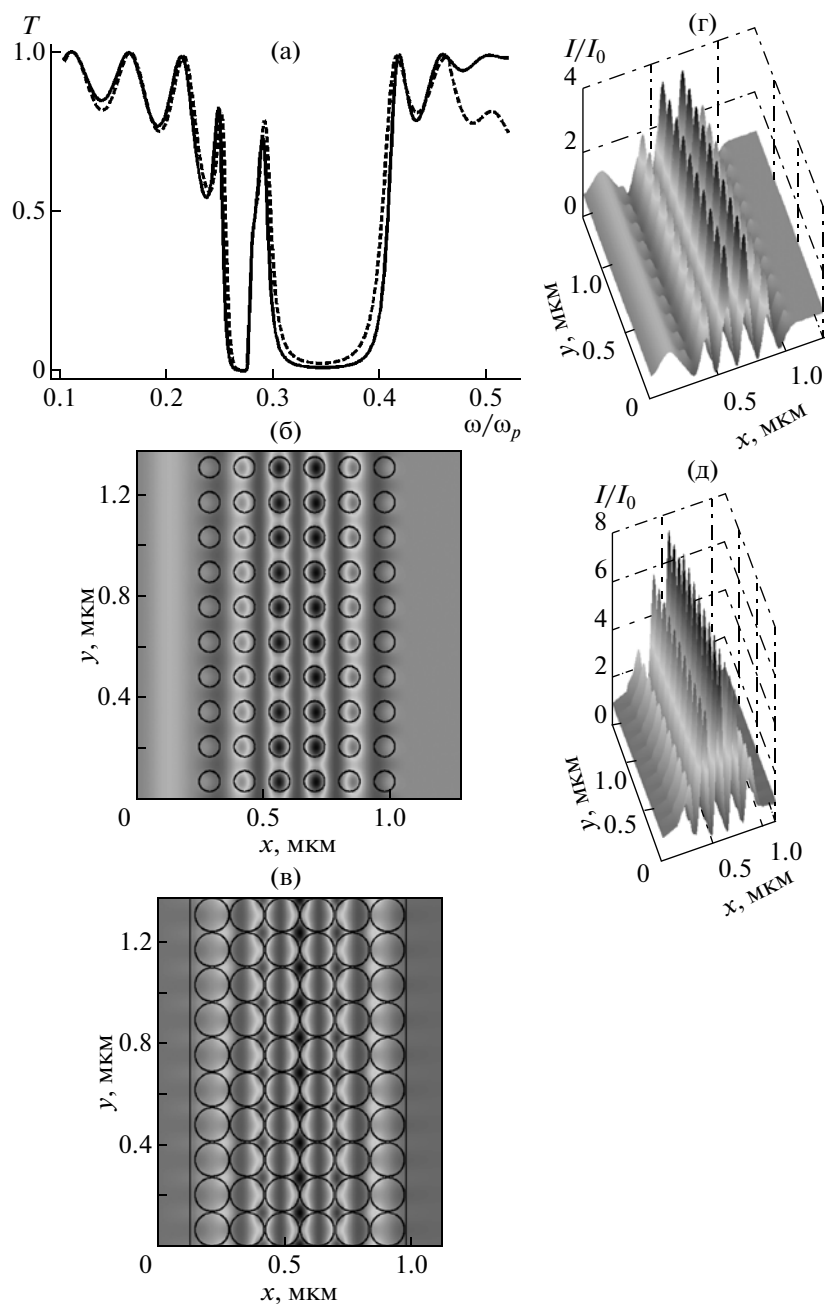


Рис. 8. а – частотная зависимость коэффициента пропускания для двух типов кристалла: для кристалла типа а (сплошная линия) доля нанокompозита в ФК $F = 0.28$, для типа б (штриховая линия) $F = 0.72$. Фактор заполнения $f = 0.01$. Остальные параметры те же, что и для рис. 6. Распределение интенсивности для частоты, соответствующей низкочастотной границе ЗЗ: б, г – для кристалла типа а соответственно вид сверху и сбоку, в, д – для кристалла типа б соответственно вид сверху и сбоку.

уменьшается эффективность взаимодействия фотонных мод с резонансной модой в силу того, что граница затравочной ЗЗ смещается в высокочастотную область. Как результат, полоса дополнительного пропускания практически исчезает, и ширина ЗЗ возрастает в 1.4 раза (рис. 7б). Иная ситуация возникает, если $d_2 = 230$ нм. В этом случае резонансная частота оказывается в сплошном

спектре затравочного ФК ($f = 0$), и в результате смешения мод появляется дополнительная ЗЗ (рис. 7в).

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов для образца РФК типа б, элементами которого являются полые бесконечные цилиндрические отверстия, образующие квадратную решетку в нанокompозитной матрице. Фактор заполнения

$F = \pi r^2/d^2 = 0.72$. Ширина первой запрещенной зоны спектра пропускания пластинки затравочного ФК ($f = 0$) согласуется, как и в случае с образцом типа а, с шириной щели, соответствующей направлению x зоны Бриллюэна [5]. Для фактора $f = 0.01$ из рис. 8а видно, что спектры пропускания обоих типов в области существования ЗЗ РФК отличаются незначительно, что, очевидно, обусловлено совпадением доли нанокompозита в ФК. Кроме того, интенсивность электромагнитного поля принимает максимальное значение в центре слоя РФК, и для кристалла РФК типа б она в 2 раза больше интенсивности для кристалла типа а. На рис. 8б, 8г и 8в, 8д демонстрируется пространственное распределение интенсивности для частоты, соответствующей низкочастотной границе ЗЗ соответственно для кристаллов типа а (щетка) и типа б (губка). Из рисунка видно, что распределение интенсивности для двух типов РФК имеет качественные отличия: для кристалла типа а локализация происходит в нанокompозитных стержнях, а для кристалла типа б – в нанокompозитной матрице.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет спектра пропускания и пространственного распределения интенсивностей для резонансных двумерных ФК, состоящих из наноцилиндров, образующих квадратную решетку в вакууме, либо, наоборот, из полых цилиндров, образующих квадратную решетку в нанокompозитной матрице. Выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания ФК, которые обусловлены прежде всего резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита и ее существенной зависимостью от фактора заполнения f – объемной доли наночастиц в диэлектрической матрице.

Проанализировано, как меняются структура спектра пропускания и пространственное распределение интенсивности в 2D РФК при различных положениях резонансной частоты нанокompозита относительно границ затравочной ЗЗ. Показано, что в случае равной доли нанокompозита в ФК спектры пропускания РФК обоих типов в области существования ЗЗ отличаются незначительно, однако пространственные распределения интенсивности имеют качественные различия.

Рассмотренные эффекты позволяют существенно расширить возможности управления па-

раметрами пропускания 2D РФК и распределением электромагнитного поля в образце за счет изменения периода решетки, концентрации наночастиц и/или фактора заполнения ФК нанокompозитом, а также за счет сканирования запрещенной зоны относительно резонансной частоты нанокompозита.

Работа выполнена при поддержке грантов: РНП № 2.1.1/3455, ОФН РАН № 3.9.1, Президиума РАН № 21.1; интеграционные СО РАН №№ 5 и 144.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals. Princeton: Princeton University Press, 1995. 137 p.
2. *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals. 2nd ed. Springer, Berlin, 2004.
3. *Busch K., Lölkes S., Wehrspohn R.B. et al.* Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization, Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 354 p.
4. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 40 с.
5. *Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Рудакова Н.В.* // ФТТ. 2010. Т 52. № 3. С. 489.
6. *Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Рудакова Н.В.* // ФТТ. 2011. Т 53. № 1. С. 133.
7. *Туходеев С.Г., Гуннуус Н.А.* // УФН. 2009. Т. 179. № 9. С. 1003.
8. *Dyachenko P.N., Miklyaev Yu.V.* // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2007. V. 16. № 4. P. 198.
9. *Ораевский А.Н., Проценко И.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. № 9. С. 641.
10. *Ораевский А.Н., Проценко И.Е.* // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 3. С. 252.
11. *Pendry J.B.* // J. Mod. Opt. 1994. V. 41. P. 209.
12. *Maystre D.* // Pure Appl. Opt. 1994. V. 3, P. 975.
13. *Yee K.S.* // IEEE Trans. on Antennas and Propagat. 1966. V. 14. P. 302.
14. *Taflove A.* Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Norwood, MA: Artech House, 1995. 596 p.
15. *Maxwell-Garnett J.C.* // Phil. Trans. Roy. Soc. A. 1904. V. 203. P. 385.
16. *Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К.* // УФН. 2007. Т. 177. № 6. С. 619.
17. *Ветлужский А.Ю.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 12. С. 78.