

СПЕКТРОСКОПИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 535.5; 53.082.5; 681.7

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ДЕФЕКТОМ РЕШЕТКИ

© 2013 г. Н. В. Рудакова*, И. В. Тимофеев**, С. Я. Ветров*

* Сибирский федеральный университет, 660074 Красноярск, Россия

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

E-mail: atrum528@mail.ru, tiv@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 25.01.2013 г.

В окончательной редакции 04.03.2013 г.

Исследованы оптические свойства организованных на основе нанокompозита двумерных фотонных кристаллов с линейным дефектом решетки. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Решена задача расчета спектра пропускания волн s -поляризации при наклонном падении света. Изучено спектральное проявление расщепления дефектной моды при совпадении ее частоты с резонансной частотой нанокompозита. Установлена существенная зависимость расщепления от угла падения и концентрации металлических наночастиц в матрице нанокompозита. Проанализированы особенности пространственного распределения интенсивности электрического поля в дефектных модах кристаллов.

DOI: 10.7868/S0030403413110202

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК), диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света, вызывают интерес как новые оптические материалы с уникальными свойствами [1–3]. Важным свойством ФК является локализация электромагнитных волн на дефектах структуры [4–7]. В этом случае в запрещенных зонах (ЗЗ) ФК проявляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным дефектным модам. Положением и коэффициентом пропускания дефектных мод можно эффективно управлять, варьируя геометрические и структурные параметры ФК. На основе ФК с дефектными модами созданы новые типы фотонно-кристаллических волноводов [8], нанорезонаторы с высокой добротностью и низкопороговые лазеры [9], предложены способы повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [10, 11]. Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурированных металл-диэлектрических ФК и создании на их основе новых способов управления светом [12]. В нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости [13, 14], 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 [15] исследуются спектральные свойства и пространственное распределение интенсивности электрического поля в дефектных модах двумерных ФК, организованных на основе нанокompозита. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{mix}}(\omega)$.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим, как и в [15, 16], резонансные фотонные кристаллы (РФК) двух типов, имеющие форму пластины, которая неограничена в двух направлениях, имеет конечную толщину и находится в вакууме. Резонансные ФК типа (а) состоят из бесконечных цилиндрических отверстий, образующих квадратную решетку в нанокompозитной матрице. Линейный дефект создан заполнением нанокompозитом среднего ряда цилиндров (рис. 1а). Структурными элементами кристалла типа (б) являются нанокompозитные цилиндры, образующие квадратную решетку в воздухе ($\epsilon = 1$). Линейный дефект создан удалением среднего ряда цилиндров (рис. 1б). Нанокompозит состоит из сферических наночастиц серебра

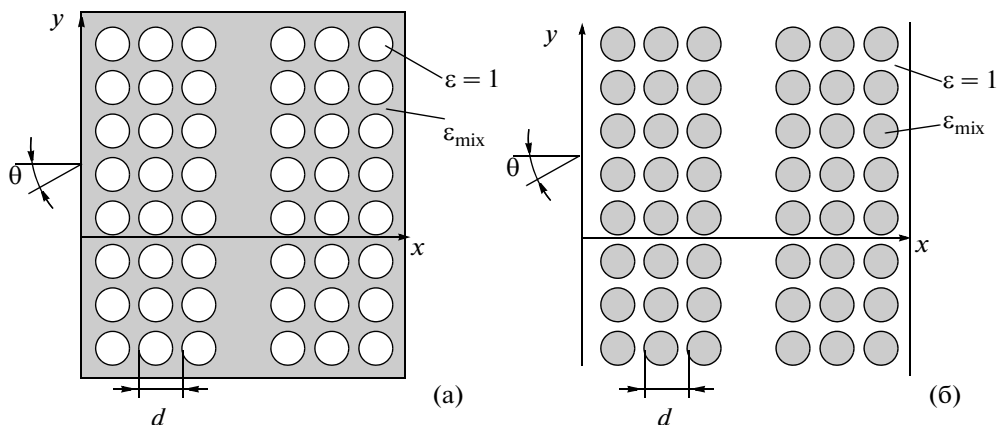


Рис. 1. Схема двумерной ФК-структуры с дефектным слоем, состоящей из семи рядов. d – период решетки, θ – угол падения (вид сверху), (а) цилиндрические отверстия образуют квадратную решетку в нанокompозитной матрице, дефект создан заполнением нанокompозитом среднего ряда цилиндрических отверстий, (б) нанокompозитные цилиндры образуют квадратную решетку в воздухе ($\epsilon = 1$), дефект создан удалением среднего ряда цилиндров.

ра, распределенных случайным образом в прозрачной диэлектрической матрице. Будем считать, что ось цилиндров перпендикулярна плоскости xu и параллельна оси z , а центры сечений цилиндров плоскостью xu образуют квадратную решетку. Волны s -поляризации распространяются в плоскости xu под углом θ к оси x .

При расчете использовались, как и в [15], следующие параметры для серебра: $\epsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0.02$ эВ. Для матрицы $\epsilon_d = 9$, период структуры ФК $d = 150$ нм, толщина пластинки $L = 7d$, фактор заполнения нанокompозитом определяется выражением $F = \pi r^2/d^2 = 0.5$, где r – радиус цилиндра.

Диэлектрическая проницаемость ϵ_{mix} определяется формулой Максвелла-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли [13, 17, 18]:

$$\epsilon_{\text{mix}} = \epsilon_d \left[1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \epsilon_d/(\epsilon_m - \epsilon_d)} \right], \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице, $\epsilon_m(\omega)$ 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:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_0 - \omega_p^2/\omega(\omega + i\gamma), \quad (2)$$

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

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

$$\epsilon_{\text{mix}}(\omega) = \epsilon'_{\text{mix}}(\omega) + i\epsilon''_{\text{mix}}(\omega).$$

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

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{(1-f)/[3\epsilon_d + (1-f)(\epsilon_0 - \epsilon_d)]}. \quad (3)$$

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

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{(1+2f)/[\epsilon_0 + 2\epsilon_d + 2f(\epsilon_0 - \epsilon_d)]}. \quad (4)$$

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

Двумерные ФК с линейными дефектами обоих типов (рис. 1) изготавливают, используя технику электронно-лучевой литографии [19, 20]. Периодический массив из цилиндрических отверстий обычно протравливают в полупроводниковом слое с периодом, который лежит в интервале 0.6–1.2 мкм. В настоящее время наибольший интерес представляют ФК, для которых фотонная ЗЗ лежит в видимой ($\lambda = 400$ – 700 нм) или в ближней ИК ($\lambda = 1$ – 1.5 мкм) областях [21]. Двумерные ФК, изготовленные на основе наноканальных стеклянных пластин, позволили реализовать ЗЗ в спектральной области от 500 до 600 нм [22]. Мат-

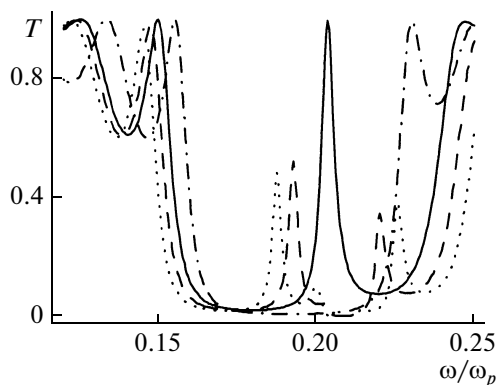


Рис. 2. Коэффициент пропускания как функция частоты для кристалла типа (а) для угла падения $\theta = 0$: ФК без дефекта, $f = 0$ (штрихпунктирная линия); ФК с дефектом, $f = 0$ (сплошная линия). Расщепление дефектной моды при $f = 0.005$ (штриховая линия) и $f = 0.01$ (пунктирная линия).

рицей нанокompозита, на основе которой организованы рассматриваемые нами ФК, может быть оптическое стекло, в котором диспергированы серебряные наночастицы. В настоящее время существует производство оптических стекол, прозрачных в видимой и ИК областях, с показателями преломления, варьируемыми в широком интервале. Нанокompозит из стекла и серебряных наночастиц может быть приготовлен по технологии, описанной в [23].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В первую очередь рассмотрим результаты расчета для пластинки двумерного РФК типа (а) (рис. 1а). На рис. 2 представлен спектр пропускания волн s -поляризации, падающих на пластинку ФК нормально линейному дефекту структуры. Из рисунка видно, что дефект индуцирует в запрещенной зоне появление полосы пропускания, соответствующей дефектной моде. При совпадении частоты дефектной моды с резонансной частотой нанокompозита ω_0 возникает расщепление частоты дефектной моды, подобное расщеплению частоты двух связанных осцилляторов, которое увеличивается с ростом концентрации серебряных наночастиц в нанокompозите.

Расчеты показывают, что при увеличении фактора заполнения серебряными частицами от значения 0.005 до 0.02, т.е. в 4 раза, расщепление возрастает в 2 раза и равно 54 нм. Ширина 33 также непрерывно увеличивается с ростом концентрации наночастиц в матрице.

Характерная зависимость спектра пропускания от угла падения света θ представлена на рис. 3. С изменением θ возникает расстройка между резонансной частотой ω_0 и частотой де-

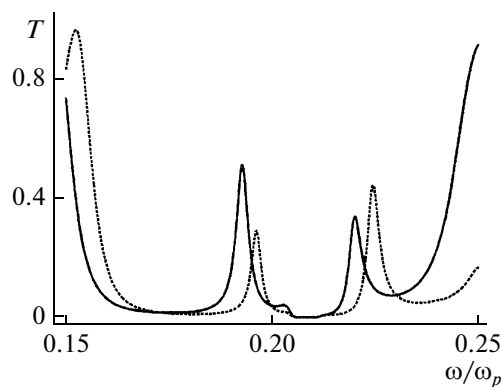


Рис. 3. Спектр пропускания для кристалла типа (а) при различных значениях угла падения, $f = 0.005$: $\theta = 0^\circ$ (сплошная линия), 45° (пунктирная линия).

фектной моды. Заметно уменьшается интенсивность в максимуме низкочастотной моды, в то время как интенсивность высокочастотной моды возрастает.

С увеличением угла падения границы 33 сдвигаются в высокочастотную область в соответствии с брэгговским условием. Частоты двух дефектных мод в запрещенной зоне ФК-структуры также смещаются в сторону высоких частот. Такое поведение частот можно понять, если представить дефектную моду ФК-структуры в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от стенок резонатора, образуемого нанодфектом с толщиной W_d . Если к тому же пренебречь частотной зависимостью показателя преломления в области положения пиков пропускания, тогда условие резонанса имеет вид

$$\lambda = 2W_d \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta},$$

где n — показатель преломления дефектного слоя. Следовательно, с увеличением угла падения частоты мод сдвигаются в высокочастотную область, что и наблюдается при численном моделировании.

При рассмотрении пространственного распределения интенсивности электрического поля показано, что для обеих мод поле локализовано в области дефекта, соизмеримой с длиной волны. На частоте дефектной моды ω_0 при $f = 0$ и на частотах низкочастотного и высокочастотного пиков при $f = 0.005$ (рис. 2) характер распределения поля внутри образца практически не отличается (рис. 4). Максимальные значения интенсивности поля на частотах дефектных мод достигаются в междоузлиях вблизи линейного дефекта. Однако максимум интенсивности локализации высокочастотного пика при $f = 0.005$ уменьшается в 3 раза (рис. 4е) по сравнению с максимумом на частоте дефектной моды (рис. 4б), тогда как мак-

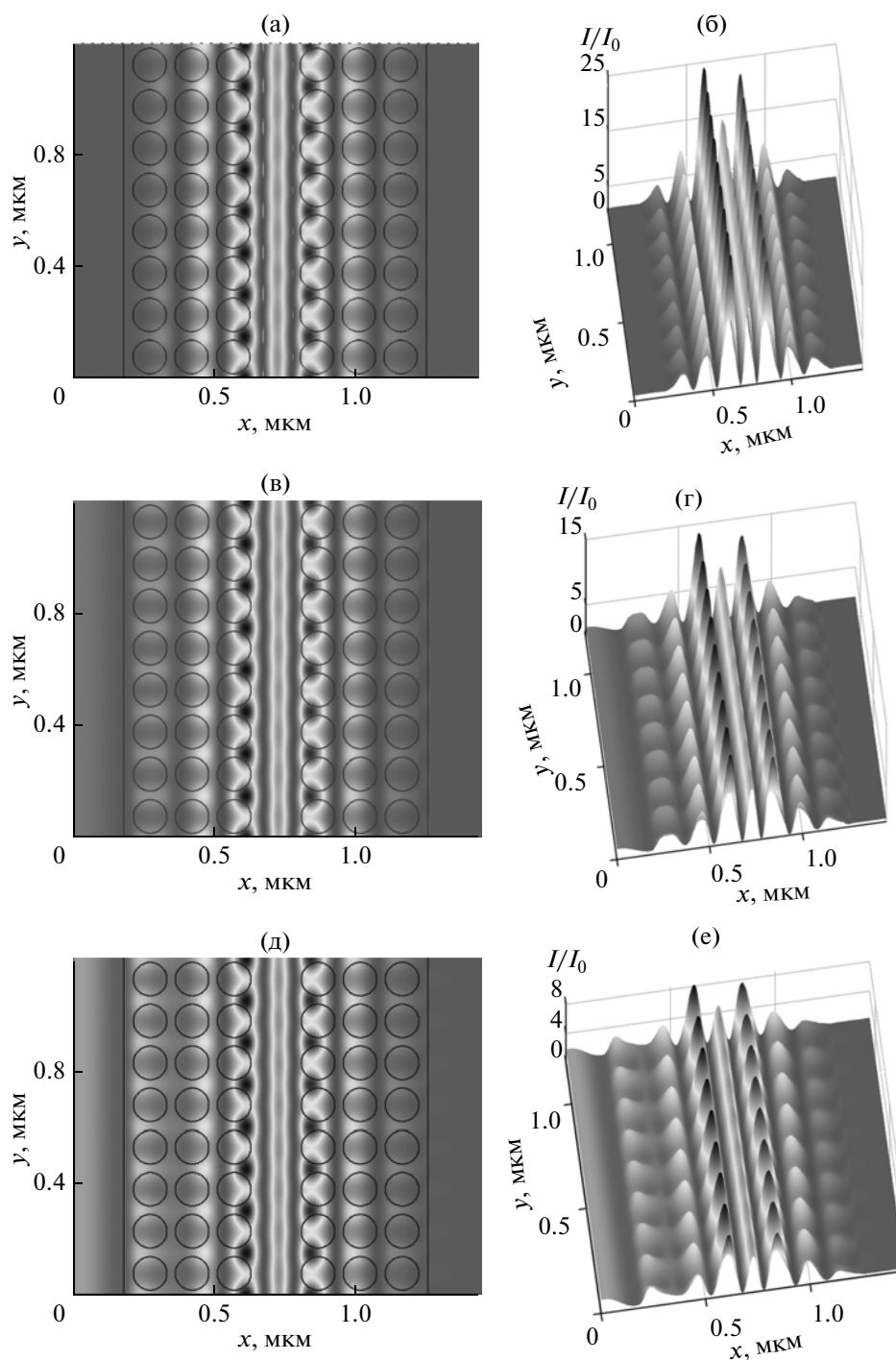


Рис. 4. Пространственное распределение интенсивности, нормированной на интенсивность I_0 падающего излучения для кристалла типа (а): на частоте дефектной моды $\theta = 0, f = 0$, а – вид сверху, б – вид сбоку; на частоте низкочастотного пика расщепленной дефектной моды $\theta = 0, f = 0.005$, в – вид сверху, г – вид сбоку; на частоте высокочастотного пика расщепленной дефектной моды $\theta = 0, f = 0.005$, д – вид сверху, е – вид сбоку.

симум интенсивности локализации низкочастотного пика уменьшается почти в 2 раза (рис. 4г).

Перейдем к рассмотрению результатов, полученных для образца РФК типа (б) с линейным дефектом в виде удаленного ряда наноцилиндров (рис. 16). Как уже отмечалось [15], спектры про-

пускания конечных идеальных РФК обоих типов в области существования 33 практически не отличаются, если наряду с другими параметрами их фактор заполнения нанокomпозитом F одинаков. На рис. 5а иллюстрируется для примера такое совпадение спектров пропускания для случая, ко-

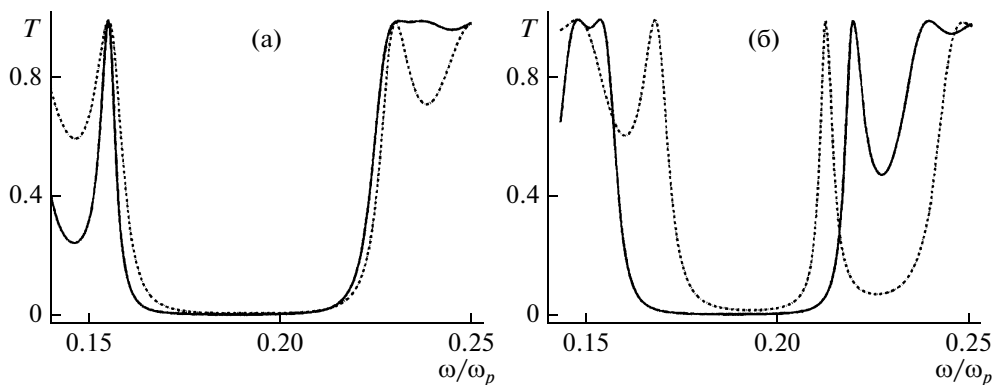


Рис. 5. Спектры пропускания кристаллов без дефекта (а) и кристаллов с линейным дефектом (б). Пунктирная линия для кристаллов а-типа, сплошная линия для кристаллов б-типа. $F = 0.5, f = 0$.

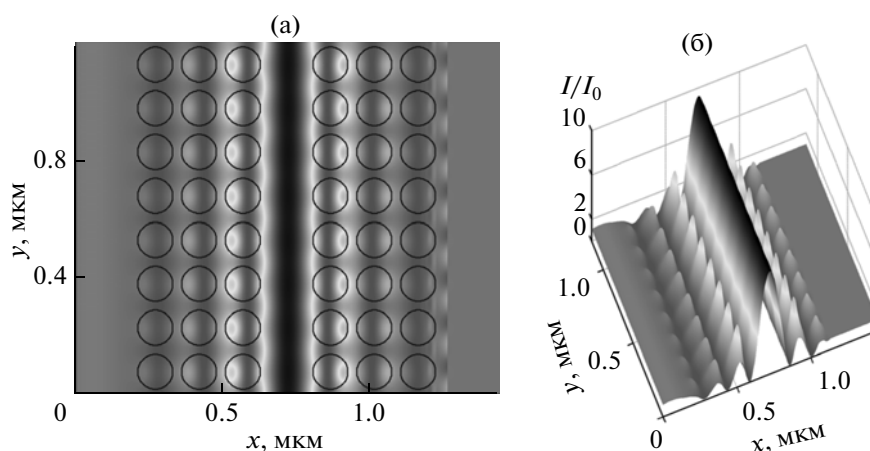


Рис. 6. Пространственное распределение интенсивности, нормированной на интенсивность I_0 падающего излучения для кристалла типа (б). На частоте дефектной моды $\theta = 0, f = 0$, а – вид сверху, б – вид сбоку.

гда для обоих РФК $F = 0.5$ и доля наносфер в нанокompозите $f = 0$. Однако спектры пропускания кристаллов с дефектами обоих типов, для которых $F = 0.5, f = 0$ и неизменны прочие параметры, отличаются (рис. 5б). Из рисунка видно, что существенно отличаются частоты дефектных мод.

Такое поведение частот можно понять, если представить дефектную моду ФК-структуры в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от одинаковых многослойных зеркал, или другими словами, от стенок резонатора, образуемого нанодфектом с толщиной W_d . Условие резонанса при нормальном падении света имеет вид $\lambda = 2W_d n$. Следовательно, частота дефектной моды РФК типа (б) должна быть больше частоты кристалла типа (а), что и подтверждается при численном моделировании. Расчеты показывают, что поведение дефектных мод обоих типов РФК при вариации угла падения и концентрации наносфер в нанокompозите подобно. Показано также, что для РФК обоих типов поле в дефектных модах локализовано в области дефекта, соизмеримой с

длиной волны света. Однако распределения интенсивности электрического поля в РФК разных типов имеют качественные отличия – в кристаллах типа (а) поле локализовано в нанокompозитной матрице с максимальным значением в междоузлиях вблизи линейного дефекта, тогда как в кристаллах типа (б) – в нанокompозитных стержнях с максимумом на дефекте (рис. 6). Максимальные значения интенсивности поля в дефектных модах РФК типа (а) превышают интенсивности поля в соответствующих дефектных модах РФК типа (б). Например, из сравнения рис. 4б и 6б видно, что при нормальном падении, концентрации наносфер $f = 0$ и факторе заполнения $F = 0.5$ максимальная интенсивность поля в дефектной моде кристалла типа (а) в 2 раза больше, чем в дефектной моде кристалла типа (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования оптических свойств двумерных РФК двух типов. В одном из них ли-

нейный дефект создан заполнением нанокompозитом среднего ряда цилиндрических полостей, образующих квадратную решетку в нанокompозитной матрице. В другом – дефект создан удалением среднего ряда нанокompозитных цилиндров, образующих квадратную решетку в вакууме. Результаты получены с помощью модифицированного метода трансфер-матрицы. Показано, что расщепление дефектной моды весьма чувствительно к концентрации наночастиц и может достигать 50 нм. Световое поле в дефектных модах локализовано в области, соизмеримой с длиной волны, с максимальным значением интенсивности поля в междоузлиях либо вблизи дефекта, либо на дефекте соответственно для кристаллов типов (а) и (б). Отметим, что двумерные РФК с дефектами структуры, организованные на основе нанокompозита с диспергированными серебряными наночастицами, позволяют работать в видимом диапазоне.

Для получения требуемых спектральных характеристик резонансного ФК могут быть использованы резонансы дефектного слоя, заполненного другими металлическими наночастицами, с другими геометрическими размерами ФК-структуры.

Работа выполнена при поддержке грантов: г/к 14.В37.21.0730 по ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”, № 24.29 Президиума СО РАН, Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.0730, ОФН РАН № III.9.5, Президиума РАН № 24.29 и 24.31, СО РАН № 43 и 101.

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. Berlin: Springer, 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. *John S.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2486.
5. *Smith D.R., Dalichaouch R., Kroll N. et al.* // JOSA. B. 1993. V. 10. P. 314.
6. *Желтиков А.М., Магницкий С.А., Тарасишин А.В.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. № 4. С. 691.
7. *Ветров С.Я., Шабанов А.В.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1126.
8. *Желтиков А.М.* // УФН. 2000. Т. 170. С. 1203.
9. *Painter O., Lee R.K., Scherer A. et al.* // Science. 1999. V. 284. P. 1819.
10. *Мартемьянов М.Г., Долгова Т.В., Федянин А.А.* // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 3. С. 527.
11. *Долгова Т.В., Майдыковский А.И., Мартемьянов М.Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. № 1. С. 8.
12. *Тиходеев С.Г., Гуппиус Н.А.* // УФН. 2009. Т. 179. № 9. С. 1003.
13. *Ораевский А.Н., Проценко И.Е.* // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 3. С. 252.
14. *Sihvola A.* Electromagnetic Mixing Formulas and Applications. London: Institution of Engineering and Technology, 2008. 284 p.
15. *Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Рудакова Н.В.* // Опт. и спектр. 2012. Т. 112. № 4. С. 638.
16. *Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Рудакова Н.В.* // ФТТ. 2011. Т. 53. № 1. С. 133.
17. *Maxwell-Garnett J.C.* // Philos. Trans. Roy. Soc. London. 1904. V. 203. P. 385.
18. *Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К.* // УФН. 2007. Т. 177. № 6. С. 619.
19. *Istrate E., Sargent E.H.* // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 455.
20. *Tokushima M., Yamada M.H., Arakava Y.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 4298.
21. *Toader O., John S.* // Science. 2001. V. 292. P. 1133.
22. *Lin H.-B., Tonucci R.J., Campillo A.J.* // Opt. Lett. 1998. V. 43. P. 94.
23. *Wang D., Guo S., Yin S.* // Opt. Eng. 2003. V. 42. P. 3585.