

---

**НЕЛИНЕЙНАЯ  
И КВАНТОВАЯ ОПТИКА**


---

УДК 535.4; 53.082.5; 681.7

**ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ОДНОМЕРНЫЙ ФОТОННЫЙ  
КРИСТАЛЛ С ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ С РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ**

© 2012 г. С. Я. Ветров\*, \*\*, А. Ю. Авдеева\*, Р. Г. Бикбаев\*, И. В. Тимофеев\*, \*\*

\*Сибирский федеральный университет, 660074 Красноярск, Россия

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

E-mail: s.vetrov@inbox.ru, avdeeva-anastasiya@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.03.2012 г.

Исследованы спектральные свойства одномерного фотонного кристалла, образованного двумя многослойными диэлектрическими зеркалами и нанокompозитным слоем между ними в качестве дефекта структуры. Нанокompозит состоит из серебряных наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Изучено спектральное проявление расщепления дефектной моды для волн  $s$ -поляризации в зависимости от угла падения и концентрации наночастиц. Установлены особенности спектра пропускания волн  $s$ - и  $p$ -поляризации при угле падения, равном углу Брюстера затравочного фотонного кристалла. Показано, в частности, что в области частот сплошного спектра пропускания волн  $s$ -поляризации возникает дополнительная запрещенная зона, обусловленная смешиванием резонансной моды с фотонными модами.

**ВВЕДЕНИЕ**

Фундаментальным свойством фотонных кристаллов (ФК) является локализация электромагнитных волн на дефектах структуры. В этом случае в запрещенных зонах (ЗЗ) ФК появляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным 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 фотоннокристаллических волноводов [1], нанорезонаторы с высокой добротностью [2, 3] и низкочастотные лазеры [4], предложены способы повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [5–7].

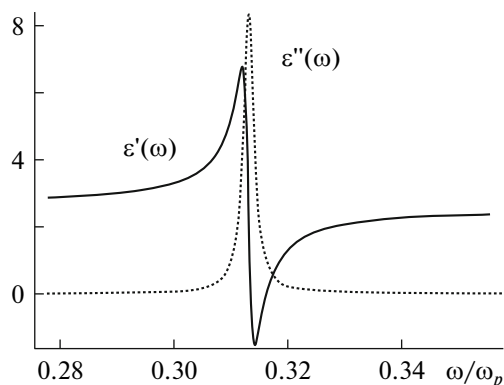
Интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллов и на их основе новых способов управления светом [8, 9]. Нанокompозит, состоящий из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью [10, 11], тогда как оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Положение резонанса, который лежит в видимой области спектра, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц. В случае волн  $p$ -поляризации в [12] исследованы особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонанс-

ным дефектным слоем нанокompозита, состоящим из сферических наночастиц серебра, распределенных случайным образом в диэлектрической матрице.

В настоящей работе в отличие от [12] исследован спектр пропускания волн  $s$ -поляризации в рамках модели 1D ФК с резонансным дефектным слоем нанокompозита. Изучены возможности управления величиной расщепления дефектной моды такого ФК изменением объемной доли наночастиц в дефектном слое и вариацией угла падения. Выявлены особенности в спектре пропускания волн  $s$ - и  $p$ -поляризации при угле падения, равном углу Брюстера затравочного ФК.

**ИСХОДНАЯ МОДЕЛЬ**

Исследуемый ФК представляет собой конечную слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов со структурным дефектом решетки. В качестве дефектного слоя выбран слой нанокompозита толщиной  $W_d$ , состоящий из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице. Дефектный слой внедрен между двумя одинаковыми сверхрешетками с элементарной ячейкой, состоящей из материалов  $a$  и  $b$  с толщинами слоев соответственно  $W_a$  и  $W_b$ . Слой нанокompозита характеризуется эффективной диэлектрической проницаемостью нанокompозита  $\epsilon_{\text{mix}}(\omega)$ . Далее будем считать, что слева и справа рассматриваемая структура ограничена вакуумом и плоская монохроматическая световая волна падает на ФК-структуру под углом  $\theta$ . Ди-



**Рис. 1.** Зависимости мнимой ( $\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega)$ , штриховая линия) и действительной ( $\varepsilon'_{\text{mix}}(\omega)$ , сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\text{mix}}$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$ . Фактор заполнения  $f = 0.01$ .

электрическая проницаемость  $\varepsilon_{\text{mix}}$  определяется формулой Максвелла-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли [11, 13],

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

где  $f$  – фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_m(\omega)$  – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы,  $\omega$  – 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  $\varepsilon_0$  – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов.

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

$$\varepsilon_{\text{mix}}(\omega) = \varepsilon'_{\text{mix}}(\omega) + i\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega). \quad (3)$$

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

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (4)$$

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

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (5)$$

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

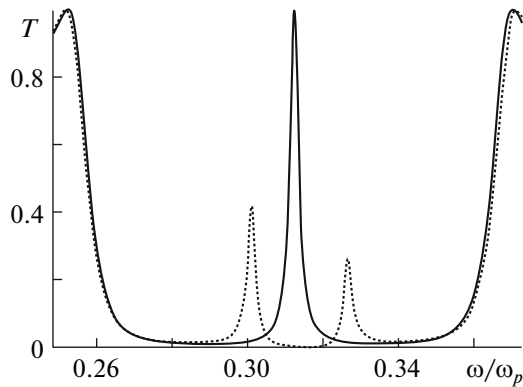
Диэлектрический слой нанокompозита толщиной  $W_d = 130$  нм состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра  $\varepsilon_0 = 5.00$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.02$  эВ, для стекла  $\varepsilon_d = 2.56$ . На рис. 1 представлены частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленные по формуле (1) для фактора заполнения  $f = 0.01$ .

С ростом объемной концентрации наночастиц  $f$  частота  $\omega_0$  (4), соответствующая резонансу в дефектном слое, смещается в низкочастотную область, при этом полуширина резонансной кривой  $\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega)$  изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая  $\varepsilon'_{\text{mix}}(\omega)$ , увеличивается область частот, для которых  $\varepsilon'_{\text{mix}}(\omega) < 0$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

Спектры пропускания волн, распространяющихся в плоскости  $xz$  ФК с нанодфектом исследуем, как и в [12], методом матрицы переноса [14]. В качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония ( $\text{ZrO}_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a = 4.16$  и двуокись кремния ( $\text{SiO}_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_b = 2.10$ . Толщины слоев соответственно  $W_a = 50$  нм и  $W_b = 74$  нм. Излучение падает на ФК из внешней среды с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{\text{ex}} = 1$ .

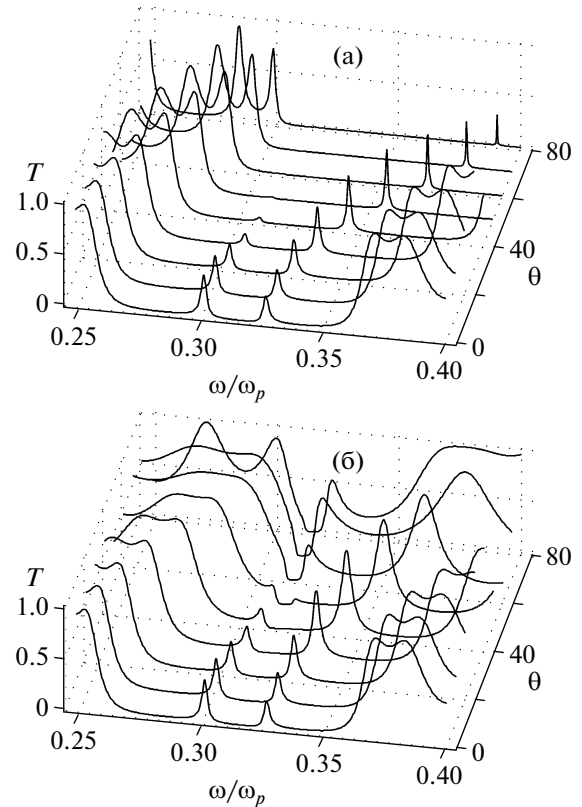
На рис. 2 представлен спектр пропускания при нормальном падении света на ФК, состоящий из  $N = 19$  слоев, включая дефектный слой. При факторе заполнения  $f = 0$  получается затравочный ФК, в котором диссипация отсутствует. Из рисунка видно, что затравочный ФК практически прозрачен для излучения с частотой, совпадающей с частотой дефектной моды  $\omega_d$ , расположенной вблизи центра первой ЗЗ. ЗЗ располагается в диапазоне длин волн от 355 до 470 нм. На этом же рисунке для  $f = 0.01$  иллюстрируется эффект расщепления дефектной моды, возникающий когда резонансная частота нанокompозита  $\omega_0$  совпадает с частотой дефектной моды  $\omega_d$ . Величина расщепления  $\Delta\lambda \approx 34$  нм. К расщеплению частоты дефектной моды приводит резонансная ситуация, которая возникает при совмещении частоты нанокompозита  $\omega_0$  с частотой дефектной моды  $\omega_d$ .



**Рис. 2.** Частотная зависимость коэффициента пропускания волн *s*-типа при нормальном падении света на образец с дефектом структуры. Фактор заполнения  $f = 0$  (сплошная линия),  $f = 0.01$  (штриховая линия). ФК состоит из 19 слоев:  $(ab)^9d(ba)^9$ ,  $\epsilon_a = 4.16$ ,  $W_a = 50$  нм,  $\epsilon_b = 2.10$ ,  $W_b = 74$  нм,  $W_d = 130$  нм. При  $f = 0$   $\epsilon_{\text{mix}} = \epsilon_d = 2.56$ . Свет падает на ФК из среды с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{ex}} = 1$ .

При увеличении  $f$  от значения 0.01 до 0.1 расщепление возрастает в 3 раза и равно 101 нм.

На рис. 3 приведены характерная угловая и частотная зависимости коэффициента пропускания волн *s*- и *p*-типов для случая, когда фактор заполнения  $f = 0.01$ . Из рисунка видно, что для волн *s*-поляризации с ростом  $\theta$  увеличивается расщепление дефектной моды. Кроме того, увеличение угла падения приводит в соответствии с условием Брегга к высокочастотному сдвигу границ запрещенной зоны. Частоты двух дефектных мод в 3З 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  $n$  — эффективный показатель преломления. Следовательно, с увеличением угла падения  $\theta$  частоты мод сдвигаются в высокочастотную область, что и наблюдается при численном моделировании. Пропускание в максимумах дефектных мод с увеличением расстройки между резонансной частотой нанокompозита и частотой дефектной моды  $\Delta\omega = \omega_d - \omega_0$  существенно меняется, и при больших углах в 3З остается один высокочастотный пик, соответствующий исходной дефектной моде. Коэффициенты пропускания для волн *s*- и *p*-типов в максимуме высокочастотного пика существенно отличаются при больших углах падения. Так, при  $\theta = 40^\circ$  пропускание в максимуме высокочастотного пика для волн *p*-типа в 1.5 раза

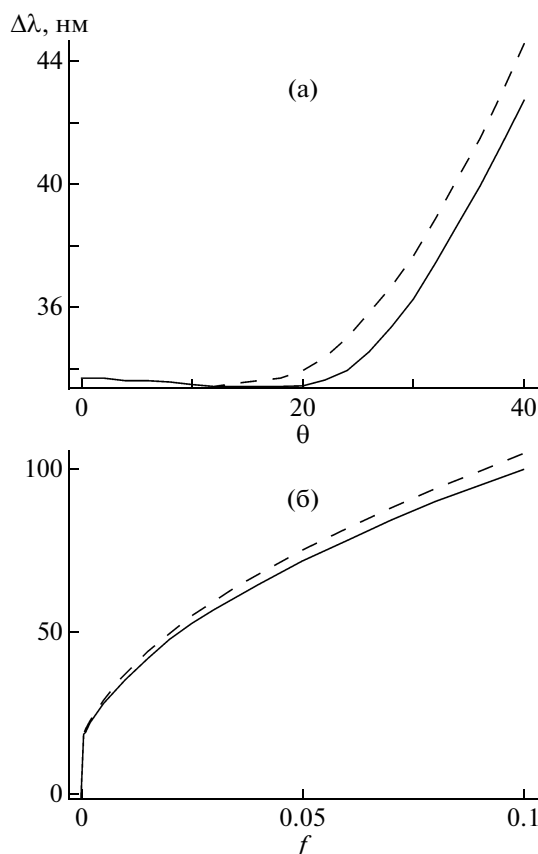


**Рис. 3.** Угловая и частотная зависимости коэффициентов пропускания ФК для волн *s*-поляризации (а) и *p*-поляризации (б). Фактор заполнения  $f = 0.01$ .

больше пропускания для волн *s*-типа. Это обусловлено тем, что, несмотря на отсутствие угла Брюстера для исследуемой ФК структуры, при котором френелевское отражение волн *p*-типа на границах раздела исчезает, прослеживается тенденция возрастания коэффициента отражения для волн *s*-поляризации и уменьшения отражения для волн *p*-поляризации с увеличением угла падения (рис. 3а).

Зависимости расщепления от фактора заполнения и угла падения приведены на рис. 4 для волн *s*-поляризации в сравнении с волнами *p*-поляризации. Как и следовало ожидать, при малых углах падения расщепление для волн *s*- и *p*-типов практически совпадает. При увеличении  $\theta$  расщепление для волн *s*- и *p*-поляризации различается. Большее расщепление дефектной моды для волн *s*-поляризации обусловлено, видимо, тем, что при увеличении угла падения для волн *s*-типа наблюдается большее уширение запрещенной зоны.

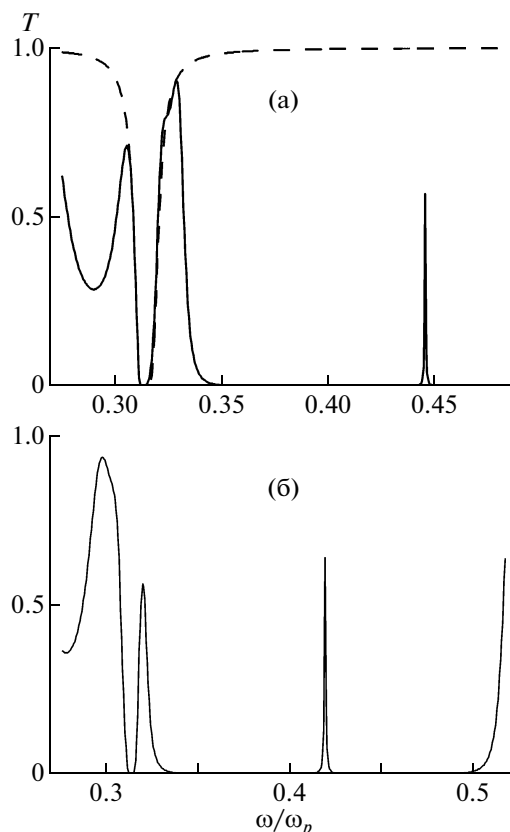
Угол Брюстера  $\theta_B = \text{arctg}(n_d/n_b)$  существует для затравочного ФК, если свет падает на ФК не из вакуума, а из среды с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{ex}} = \epsilon_b$ . Спектр пропускания для рас-



**Рис. 4.** Зависимости расщепления дефектной моды  $\Delta\lambda$  от угла падения  $\theta$  при факторе заполнения  $f=0.01$  (а) и от фактора заполнения  $f$  при угле падения  $\theta=0$  (б), сплошные и штриховые линии для волн  $p$ - и  $s$ -поляризации соответственно.

смаатриваемой ФК структуры с  $\theta_B = 54.6^\circ$  представлен на рис. 5а. Из рисунка видно, что в спектре пропускания возникают практически совпадающие по положению дополнительные запрещенные зоны для волн  $s$ - и  $p$ -поляризации. Запрещенная зона для волн  $s$ -поляризации возникает в сплошном спектре пропускания и обусловлена смешиванием резонансной моды нанокompозитного дефектного слоя с фотонными модами. Для волн  $p$ -типа с поляризацией в плоскости падения формируется узкая ЗЗ, ширина которой определяется областью частот, лежащих вблизи резонансной частоты  $\omega_0$ , соответствующей максимуму  $\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega)$  (рис. 1); вне этой ЗЗ коэффициент пропускания равен 1.

На рис. 5б приведен для примера спектр пропускания для волн  $s$ -поляризации для угла падения заметно меньше угла Брюстера, когда резонансная частота  $\omega_0$  оказывается вблизи низкочастотной границы запрещенной зоны. Смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к эффекту расщепления запрещенной зоны, т.е. в ЗЗ появляется дополнитель-



**Рис. 5.** Спектр пропускания ФК для различных углов падения. а – угол Брюстера  $\theta_B = 54.6^\circ$ , сплошная и штриховая линии соответственно для волн  $s$ - и  $p$ -поляризации, б –  $\theta = 49.5^\circ$ ,  $f=0.01$ ,  $s$ -поляризация. Свет падает на ФК из среды с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{\text{ex}} = \varepsilon_b$ .

ная полоса пропускания шириной 12.17 нм, что на 2.50 нм больше ширины полосы поглощения нанокompозита.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены спектры пропускания световых волн  $s$ -поляризации одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита. Выявленные особенности в спектрах обусловлены прежде всего резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита и ее существенной зависимостью от концентрации серебряных наночастиц в диэлектрической матрице. Показано, что расщепление дефектной моды весьма чувствительно к концентрации наночастиц и может достигать 100 нм. Установлено, что при заданном факторе заполнения  $f$  угловые зависимости спектров пропускания для волн  $s$ - и  $p$ -поляризации существенно различаются. Показано также, что при угле падения, равном углу Брюстера затравочного ФК, в спектре пропускания волн  $s$ - и  $p$ -поляризации

возникает дополнительная запрещенная зона. Положение и наличие такой зоны определяются положением резонансной частоты в спектре пропускания. Показана также возможность эффективного управления спектром ФК путем изменения угла падения. При заданном значении фактора заполнения  $f$  существуют углы падения, при которых возникает качественное изменение в спектре пропускания волн  $s$ -поляризации ФК — появляется дополнительная полоса пропускания.

Таким образом, продемонстрированы новые возможности управления спектральными и оптическими свойствами 1D ФК с резонансным дефектным слоем посредством изменения концентрации наночастиц и вариации угла падения.

Работа выполнена при поддержке грантов: НШ-7810.2010.3; РНП.2.1.1.3455; № 27.1 и № 3.9.1 РАН; № 5 и № 144 СО РАН; г/к 02.740.11.0220 по ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Желтиков А.М. // УФН. 2000. Т. 170. Р. 1203.
2. Liang G., Han P., Wong H. // Opt. Lett. 2004. Т. 29. Р. 192.
3. Vuckovic J., Lončar M., Mabuchi H., Scherer A. // Phys. Rev. E. 2001. V. 65. P. 016608.
4. Painter O., Lee R.K., Scherer A., Yariv A., O'Brien J.D., Dapkus P.D. et al. // Science. 1999. V. 284 (5421). P. 1819–1822.
5. Shi B., Jeang Z.M., Zhon X.F., Wang X. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 6769.
6. Долгова Т.В., Майдыковский А.И., Мартемьянов М.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2001. V. 73. P. 8.
7. Soljačić T.M., Joannopoloulos J.D. // Nature Materials. 2004. V. 3. P. 211.
8. Тиходеев С.Г., Гунпиус Н.А. // УФН. 2009. V. 179. № 9. P. 1003.
9. Дьяченко П.Н., Микляев Ю.В. // Компьютерная оптика. 2007. Т. 31. № 1. С. 31.
10. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2000. V. 72. P. 641.
11. Maxwell-Garnett J.C. // Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1904. V. 203. P. 385.
12. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. В. 5. С. 871–878.
13. Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. // УФН. 2007. Т. 177. № 6. С. 619–638.
14. Yeh P. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. P. 742.