

ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И НАНОКОМПОЗИТА С РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

С. Я. Ветров^{a,b}, Р. Г. Бикбаев^{a*}, И. В. Тимофеев^{a,b}

^a Сибирский федеральный университет
660074, Красноярск, Россия

^b Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 7 мая 2013 г.

Исследуются оптические таммовские состояния, локализованные на краях фотонного кристалла, ограниченного с одной или обеих сторон наноккомпозитом. Наноккомпозит состоит из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений сферической или ориентационно-упорядоченной сфероидальной формы и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Решена задача расчета спектра пропускания, отражения и поглощения волн продольной и поперечной поляризации подобных структур при нормальном падении света. Изучено спектральное проявление таммовских состояний, обусловленное наличием отрицательных значений вещественной части эффективной диэлектрической проницаемости для частот видимой области спектра. Установлена существенная зависимость характеристик локализованных на краю фотонного кристалла таммовских состояний от концентрации наночастиц в пленке наноккомпозита и от ее толщины. Исследованы моды, образованные двумя связанными таммовскими плазмон-поляритонами, локализованными на границах фотонного кристалла, сопряженного с двумя слоями наноккомпозита. Показано, что в случае анизотропного наноккомпозитного слоя, сопряженного с фотонным кристаллом, каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны отвечает своя частота локализованного на границе таммовского состояния, что делает спектры пропускания такой структуры поляризационно-чувствительными.

DOI: 10.7868/S004445101312002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Материалы, имеющие фотонные запрещенные зоны в собственном энергетическом спектре, получили название фотонные кристаллы (ФК) — новый класс материалов для фотоники и оптоэлектроники, диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света. Теория распространения электромагнитного излучения в периодических средах имеет весьма близкую формальную аналогию с квантовой теорией электронов в кристаллах. Зонная структура энергетического спектра электронов, обусловленная брэгговским отражением электронов, аналогична зонной структуре фотонного кристалла. С на-

личием фотонных запрещенных зон и областей аномального возрастания плотности фотонных состояний связаны возможности эффективного управления характеристиками лазерного излучения [1–4]. В фундаментальном отношении достигнут прогресс в решении проблем, связанных, например, с управлением процессами спонтанного излучения света атомами и молекулами, с локализацией и каналированием света. В практических приложениях структуры с фотонными запрещенными зонами широко используются при создании ФК-волноводов, резонаторов, нелинейно-оптических преобразователей света.

Наряду с изучением объемных свойств одномерного ФК, состоящего из чередующихся слоев двух материалов, активно исследуются поверхностные электромагнитные волны на поверхности между двумя ФК, а также на границе ФК и изотропной среды с отрицательной диэлектрической про-

*E-mail: rashid-bikbaev@mail.ru

нищаемостью $\varepsilon < 0$ [5]. Поверхностная электромагнитная волна на границе ФК и среды с $\varepsilon < 0$ представляет собой неразрывное целое с поверхностным плазмоном — колебаниями свободных электронов вблизи поверхности проводника. Такая связанная мода поля излучения и поверхностного плазмонного возбуждения называется поверхностным плазмон-поляритоном, который широко используется для исследования поверхностей в видимом и инфракрасном диапазонах.

Кроме распространяющихся поверхностных волн на границе двух ФК или ФК и среды с $\varepsilon < 0$ можно получить состояние в виде стоячей поверхностной волны, которое имеет нулевое волновое число вдоль поверхности и не переносит энергию, — наблюдать такое состояние можно при падении волн по нормали к слоям ФК [5]. Уравнение Максвелла для электрического поля в этом случае является точным аналогом одноэлектронного уравнения Шредингера для полубесконечного кристалла, решением которого является таммовское поверхностное состояние. В силу этого электромагнитный аналог таммовского электронного состояния называется оптическим таммовским состоянием (ОТС), или, иначе, таммовским плазмон-поляритоном.

В последнее время возрос интерес к обнаруженному явлению экстремально высокого прохождения света через единичные нанотверстия субволновых размеров, расположенные в металлической пленке [6]. Такое аномально высокое прохождение света основано на многочисленных факторах, основным из которых является возбуждение поверхностных плазмонных колебаний [7]. В работе [8] впервые был предложен и реализован новый механизм экстремально высокого прохождения света через нанотверстие, который основан на помещении нанотверстия в золотой пленке в световое поле, локализованное на границе пленки и одномерного фотонного кристалла. В работе [9] проведено дополнительное детальное изучение эффекта аномально высокого пропускания света при помещении нанотверстия диаметром, существенно меньшим длины волны света, в поле микрорезонатора, образованного одномерным ФК и золотой пленкой. Как было показано в работе [10] путем численного моделирования, обнаруженный экспериментально [8, 9] эффект аномально высокого пропускания света через нанотверстие связан с усилением поля на границе ФК и металлической пленки, которое обусловлено появлением оптического таммовского состояния. Таким образом, ОТС позволяет реализовать интересный с физической точки зрения режим распространения

световых волн через нанотверстие в металлической пленке. ОТС предложено использовать в таких приложениях, как датчики и резонансные оптические фильтры [11], оптические переключатели [12], усилители фарадеевского вращения [13], многоканальные фильтры [14], для создания поляритонных лазеров [15]. Новый тип волноводных мод, образованных двумя связанными плазмон-поляритонами исследован в работе [16]. Дополнительные возможности управления светом возникают в фотонных кристаллах с включением наноструктурированных металл-диэлектрических материалов [17–21].

В настоящей работе показана возможность реализации ОТС, локализованных на краях одномерного ФК, ограниченного с одной или двух сторон металл-диэлектрическими изотропными или анизотропными нанокompозитными средами. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{mix}(\omega)$, при этом оптические характеристики исходных материалов не имеют резонансных особенностей [22, 23]. Положение частотного интервала, в котором нанокompозит подобен металлу, т. е. в котором $\text{Re } \varepsilon_{mix}(\omega) < 0$, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц, что открывает широкие возможности контроля над оптическими свойствами ОТС с помощью варьирования параметрами нанокompозита. Проведен сравнительный анализ свойств ОТС на границе ФК и нанокompозита и свойств ОТС на границе ФК и металлического слоя.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОПУСКАНИЯ

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную с одной или обеих сторон конечными нанокompозитными

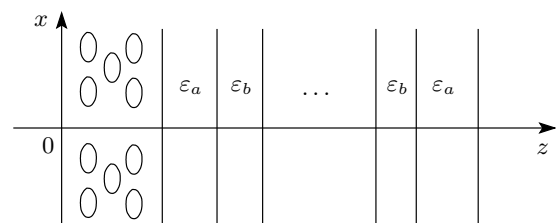


Рис. 1. Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного с анизотропным слоем нанокompозита

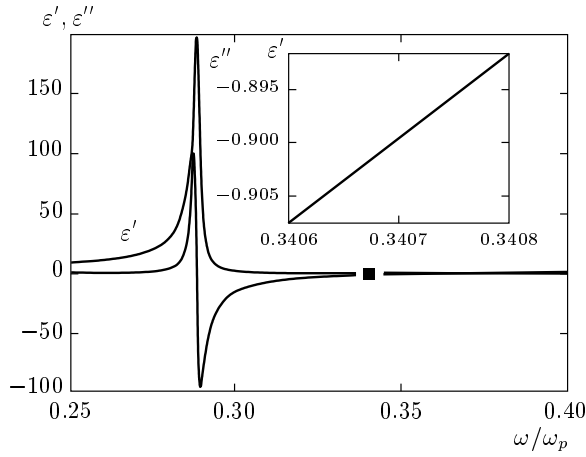


Рис. 2. Зависимости мнимой $\varepsilon''_{mix}(\omega)$ и действительной $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ частей эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{mix}(\omega)$ от нормированной частоты ω/ω_p . Фактор заполнения $f = 0.2$. На вставке приведены в увеличенном масштабе значения $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ в окрестности частоты, соответствующей таммовскому состоянию (см. рис. 3)

средами (рис. 1). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов a и b с толщинами слоев и диэлектрическими проницаемостями соответственно d_a, ε_a и d_b, ε_b . Слой нанокompозита толщиной d_{mix} состоит из металлических наночастиц в форме эллипсоидов вращения, равномерно распределенных в диэлектрической матрице и ориентированных вдоль оси вращения, совпадающей с осью x .

Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура, является вакуумом. Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита со свойствами одноосного вещества в главных осях представляется в виде диагонального тензора с компонентами $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{||}$ и $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$. В соответствии с моделью Максвелла–Гарнетта выражение для эффективных диэлектрических проницаемостей имеет вид [23, 24]

$$\varepsilon_{\perp,||} = \varepsilon_d \left[1 + \frac{f(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} L_{\perp,||} \right], \quad (1)$$

где f — фактор заполнения, т. е., доля наночастиц в матрице; ε_d и $\varepsilon_m(\omega)$ — диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω — частота излучения. Коэффициенты деполаризации $L_{\perp,||}$ в (1) зависят от отношения длин полярной a и экваториальной b полуосей эллипсоида вращения, а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль оси вра-

щения сфероида, коэффициент $L_{||}$ определяется выражением

$$L_{||} = \frac{1}{1 - \xi^2} \left(1 - \xi \frac{\arcsin \sqrt{1 - \xi^2}}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right), \quad (2)$$

для поля, направленного перпендикулярно к оси вращения сфероида, —

$$L_{\perp} = (1 - L_{||})/2, \quad (3)$$

где $\xi = a/b$. Случай $\xi < 1$ соответствует сплюснутому сфероиду, $\xi > 1$ — вытянутому сфероиду. Случай $\xi = 1$, для которого $L_{\perp} = L_{||} = 1/3$ и $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{||} = \varepsilon_{mix}$, соответствует шару.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (4)$$

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

Для расчета прохождения плоской световой волны, поляризованной вдоль оси x и распространяющейся в направлении оси z , использовался метод трансфер-матрицы [25]. Изменение светового поля при прохождении через каждый слой структуры определяется трансфер-матрицей второго порядка, а трансфер-матрица всей структуры, которая связывает амплитуды падающей и выходящих волн, определяется произведением таких матриц размерностью 2×2 :

$$M = T_{01}T_{12} \dots T_{N-1,N}T_{N,S}, \quad (5)$$

где трансфер-матрица

$$T_{n-1,n} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1+h)e^{-i\alpha_n\gamma_n} & (1-h)e^{i\alpha_n\gamma_n} \\ (1-h)e^{-i\alpha_n\gamma_n} & (1+h)e^{i\alpha_n\gamma_n} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь $h = \sqrt{\varepsilon_n/\varepsilon_{n-1}}$, $\varepsilon(n)$ — диэлектрическая проницаемость n -го слоя, $\alpha_n = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon(n)}$, ω — частота волны, c — скорость света, толщины слоев $\gamma_n = z_n - z_{n-1}$, $n = 1, 2, \dots, N$, z_n — координата границы раздела n -го и примыкающего к нему справа $(n+1)$ -го слоя, $\gamma_{N+1} = 0$. Трансфер-матрица для волны ортогональной поляризации получается из формулы (6) заменой h на $\sqrt{\varepsilon_{n-1}/\varepsilon_n}$. Энергетические

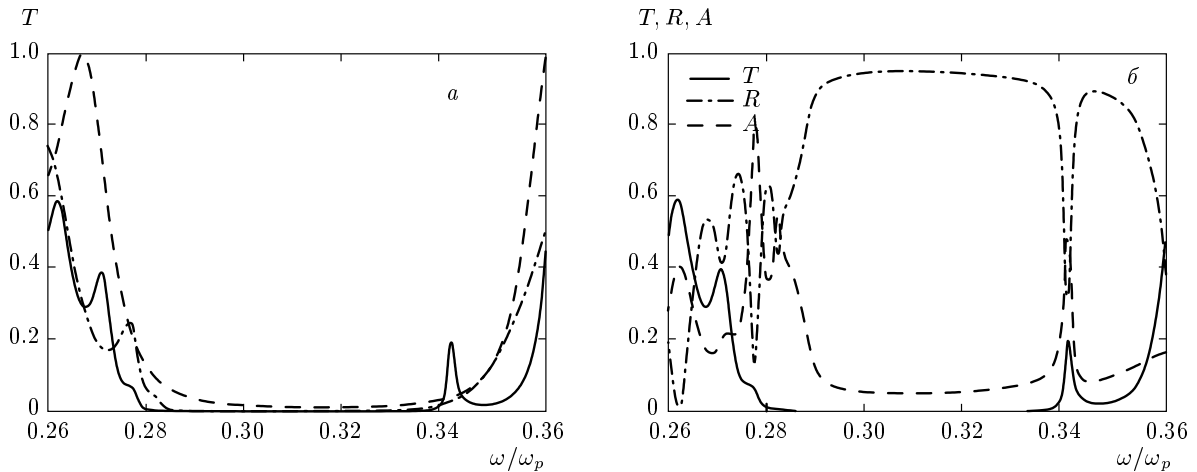


Рис. 3. а) Коэффициенты пропускания как функции частоты при нормальном падении света на ФК (штриховая линия), на слой нанокompозита (штрихпунктирная линия) и на ФК, сопряженный со слоем нанокompозита (сплошная линия). б) Коэффициенты пропускания T , отражения R и поглощения A как функции частоты при нормальном падении света на ФК, сопряженный со слоем нанокompозита. Толщина слоя нанокompозита $d_{mix} = 150$ нм, фактор заполнения $f = 0.2$

коэффициенты пропускания, отражения и поглощения определяются соответственно выражениями

$$T(\omega) = \frac{1}{|\hat{M}_{11}|^2}, \quad R(\omega) = \frac{|\hat{M}_{11}|^2}{|\hat{M}_{21}|^2}, \quad (7)$$

$$A(\omega) = 1 - T(\omega) - R(\omega),$$

где \hat{M}_{11} , \hat{M}_{21} — элементы матрицы \hat{M} .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Оптические таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла, сопряженного с изотропным слоем нанокompозита

В первую очередь исследуем ОТС, которые реализуются в виде стоячих поверхностных волн, локализованных на границе ФК и изотропного слоя нанокompозита. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, диспергированных в диэлектрической матрице, и характеризуется эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{mix}(\omega)$, определяемой из формулы (1) при условии, что $L_{\perp} = L_{\parallel} = 1/3$:

$$\varepsilon_{mix}(\omega) = \varepsilon'_{mix}(\omega) + i\varepsilon''_{mix}(\omega). \quad (8)$$

Пренебрегая малым коэффициентом γ^2 и используя (1), находим положение резонансной частоты,

зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы:

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (9)$$

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

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (10)$$

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

Убывание поля локализованной на границе электромагнитной моды вглубь нанокompозита обусловлено отрицательной диэлектрической проницаемостью нанокompозита ($\varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$), при которой нанокompозит подобен металлу. Убывание поля по направлению вглубь ФК связано с затуханием блоховской волны на частоте запрещенной зоны, или, иначе, — с брэгговским отражением на границе периодической слоистой среды.

Для определенности в качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 4.16$ и двуокись кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 2.10$. Толщины слоев соответственно $d_b = 50$ нм и $d_a = 74$ нм, число слоев $N = 21$.

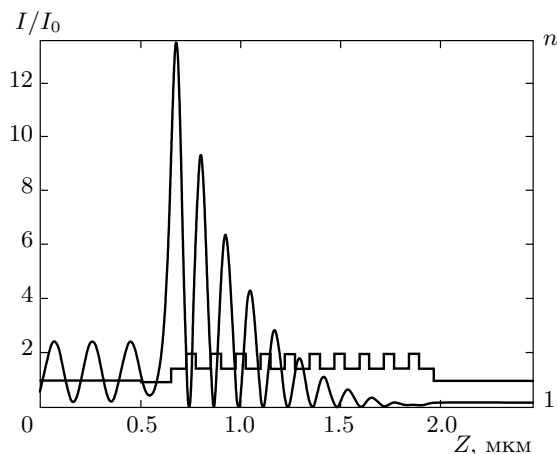


Рис. 4. Пространственное распределение показателя преломления n и интенсивности поля, нормированной на входную интенсивность, для случая контакта ФК с нанокompозитной пленкой. Толщина пленки 150 нм, фактор заполнения $f = 0.2$

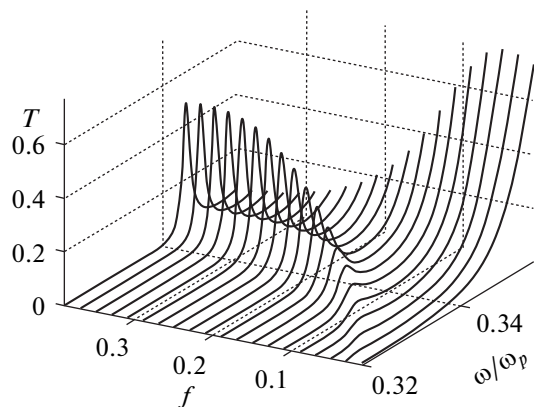


Рис. 5. Зависимости спектра пропускания системы ФК–нанокompозит от фактора заполнения. Толщина слоя нанокompозита $d_{mix} = 100$ нм

Диэлектрический слой нанокompозита толщиной $d_{mix} = 150$ нм состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\epsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0.02$ эВ, для стекла $\epsilon_d = 2.56$. Частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленные по формуле (1), показывают, что с ростом объемной концентрации наночастиц частота ω_0 , соответствующая резонансу в дефектном слое, смещается в низкочастотную область. При этом полуширина резонансной кривой $\epsilon''_{mix}(\omega)$ изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая $\epsilon'_{mix}(\omega)$, увеличивается область частот, для которых $\epsilon'_{mix}(\omega) < 0$. На рис. 2 приведены для приме-

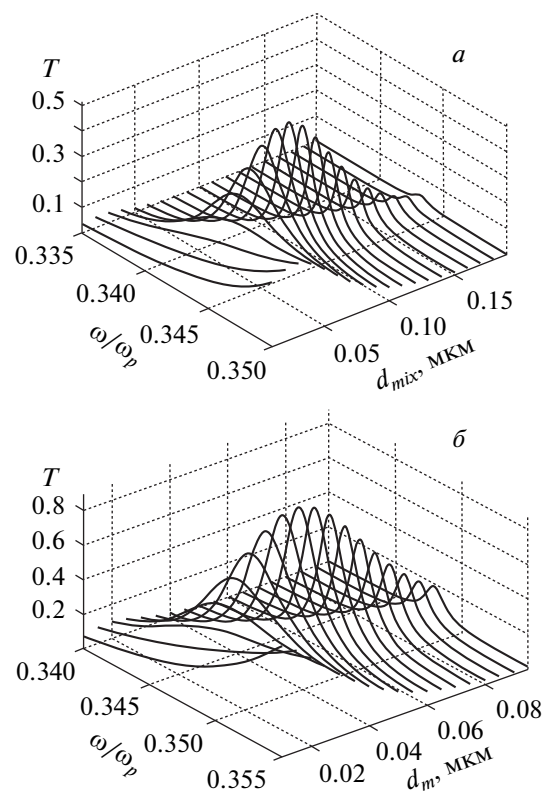


Рис. 6. Зависимости спектра пропускания от толщины нанокompозитного (а) и металлического (б) слоев. Для нанокompозита $f = 0.3$, для пленки серебра $f = 1$

ра зависимости $\epsilon'_{mix}(\omega)$ и $\epsilon''_{mix}(\omega)$ для фактора заполнения $f = 0.2$. Наблюдаемый резонанс на частоте $\omega = 0.2882\omega_p$ с соответствующей длиной волны $\lambda = 451.5$ нм связан с плазмонным резонансом наночастиц [23, 26].

На рис. 3а представлены три спектра пропускания при нормальном падении света на ФК, на слой нанокompозита и на ФК, сопряженный со слоем нанокompозита. Из рисунка видно, что запрещенная полоса частот нанокompозита существенно перекрывается с запрещенной зоной фотонного кристалла и, очевидно, обусловлена поглощением света в нанокompозите и наличием частотной области, в которой нанокompозит подобен металлу с диэлектрической проницаемостью $\epsilon'_{mix}(\omega) < 0$ (см. рис. 2). Кроме того, из рисунка видно, что вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны фотонного кристалла возникает полоса пропускания, соответствующая таммовскому состоянию, локализованному на границе фотонного кристалла, сопряженного с нанокompозитом.

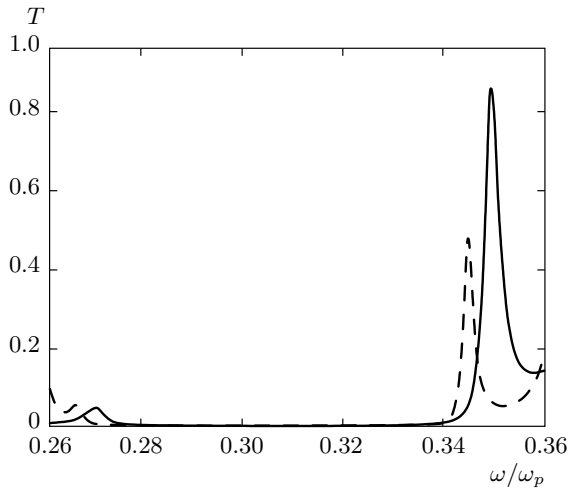


Рис. 7. Частотная зависимость спектров пропускания для ФК, сопряженного со слоем нанокompозита (штриховая линия) и слоем серебра (сплошная линия). Для слоя нанокompозита $d_{mix} = 100$ нм, $f = 0.3$; для пленки серебра $d_m = 50$ нм, $f = 1$

Найденное оптическое таммовское состояние существует лишь в весьма узком частотном интервале, в котором нанокompозит подобен металлу (см. вставку на рис. 2). На частоте таммовского состояния диэлектрическая проницаемость нанокompозита

$$\epsilon'_{mix}(\omega) = -0.8996 + 0.0882i.$$

На этой же частоте диэлектрическая проницаемость пленки серебра в приближении Друде (4), которое следует из (1) при факторе заполнения $f = 1$, определяется выражением

$$\epsilon = -3.6146 + 0.0562i.$$

На рис. 3б представлены спектры пропускания, отражения и поглощения для структуры нанокompозит–ФК, анализ которых позволяет сделать вывод о том, что закон сохранения энергии (т. е. условие $A(\omega) + R(\omega) + T(\omega) = 1$) выполняется во всем интервале частот.

Распределение интенсивности электрического поля в образце при контакте ФК с нанокompозитной пленкой иллюстрируется на рис. 4 для частоты таммовского состояния. Из рисунка видно, что таммовское локализованное состояние отчетливо проявляется при использовании нанокompозитного слоя. Световое поле в таммовском плазмон-поляритоне локализовано в области, соизмеримой с длиной волны. Однако в случае металлической пленки той же толщины и неизменных других параметров системы

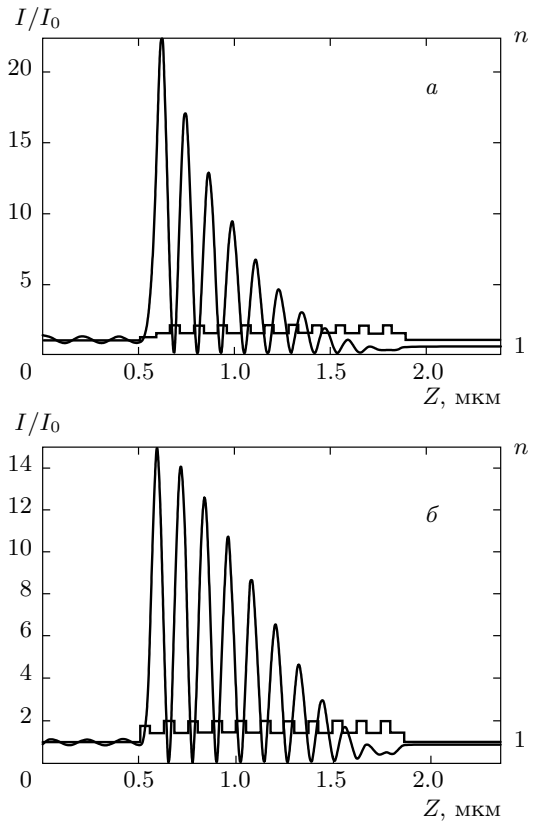


Рис. 8. Пространственное распределение интенсивности светового поля и показателя преломления для структур: ФК–нанокompозит $d_{mix} = 100$ нм, $f = 0.3$ (а); ФК–пленка серебра $d_m = 50$ нм, $f = 1$ (б)

таммовское состояние на границе ФК и серебряной пленки не реализуется.

Спектры пропускания обсуждаемых ФК-структур весьма чувствительны к изменению фактора заполнения нанокompозита. На рис. 5 представлен спектр пропускания ФК-структуры при заданной толщине слоя нанокompозита и различных значениях фактора f . Из рисунка видно, что увеличение концентрации металлических наночастиц приводит к смещению пика пропускания соответствующего ОТС в высокочастотную область. Расчеты показывают, что увеличение объемной доли наночастиц от $f = 0.1$ до $f = 0.3$ приводит к росту максимального значения модуля вещественной части диэлектрической проницаемости, изменяющейся от -0.2962 до -1.4847 , при этом мнимая часть диэлектрической проницаемости практически не изменяется. С увеличением фактора f растет и длина локализации светового поля в плазмон-поляритоне. Длина лока-

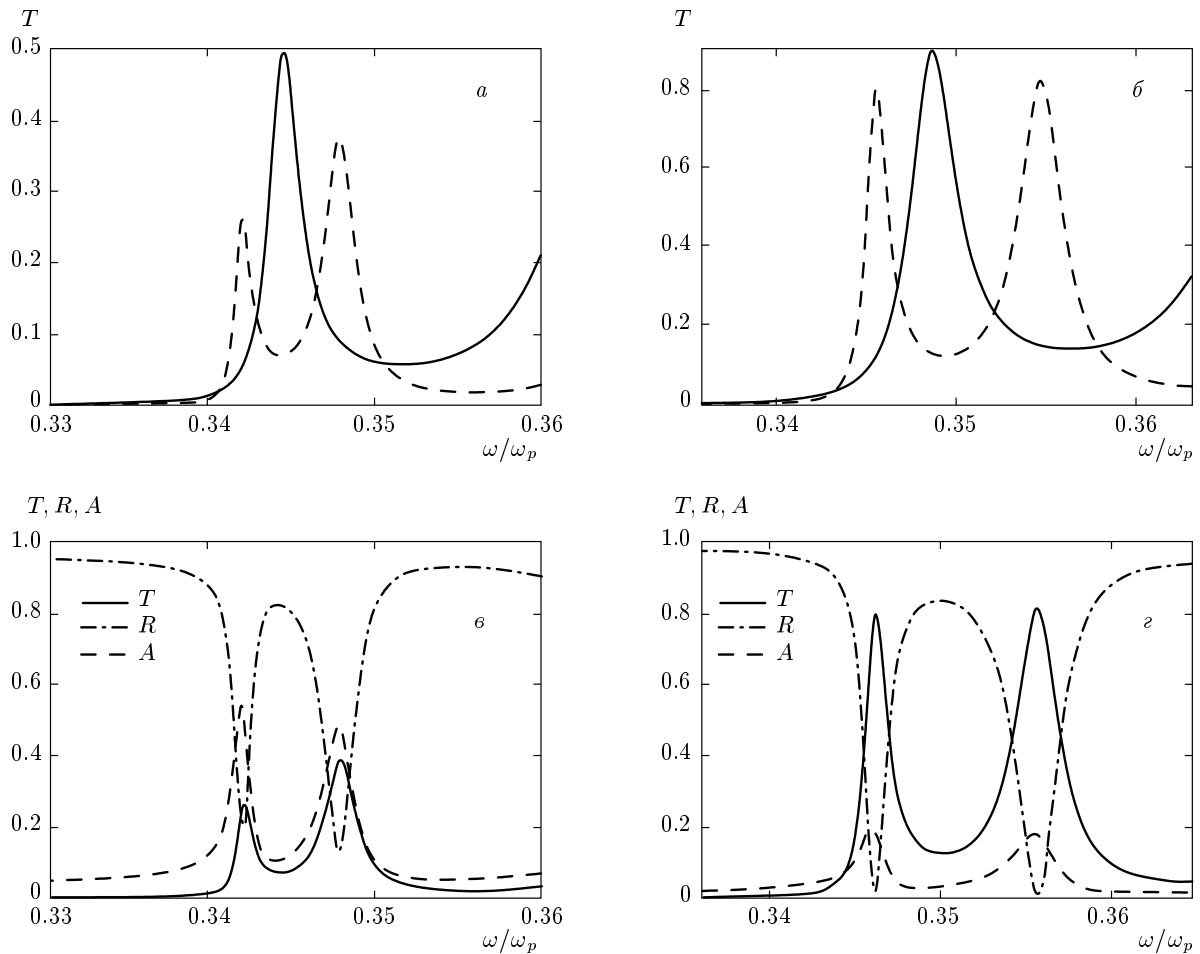


Рис. 9. Спектры пропускания ФК, ограниченного с одной стороны (сплошные линии) и с обеих сторон (штриховые линии) нанокompозитными (а) и металлическими (б) средами. Спектры пропускания, отражения и поглощения ФК, ограниченного с обеих сторон нанокompозитными (в) и металлическими (г) средами. Толщина нанокompозита $d_{mix} = 100$ нм, $f = 0.3$, толщина серебряной пленки $d_m = 50$ нм, $f = 1$

лизации определяется как расстояние от границы, на котором огибающая интенсивности поля падает в e раз.

Спектры пропускания для ФК-структур при различных толщинах нанокompозитной и серебряной пленок и соответственно факторах $f = 0.3$ и $f = 1$ представлены на рис. 6.

Рассмотрим для сравнения фотонный кристалл, ограниченный нанокompозитной пленкой толщиной $d_{mix} = 100$ нм, и ФК, ограниченный пленкой серебра толщиной $d_m = 50$ нм.

В этом случае коэффициент пропускания на частоте ОТС системы ФК–нанокompозит в два раза меньше коэффициента пропускания на частоте ОТС системы в виде ФК, сопряженного с пленкой серебра (рис. 7).

Однако максимальная интенсивность светового

поля в области локализации ОТС на границе ФК и нанокompозита в два раза больше, а длина локализации в два раза меньше по сравнению с максимальной интенсивностью и длиной локализации таммовской моды на границе между ФК и пленкой серебра (рис. 8).

3.2. Связанные таммовские плазмон-поляритоны

В случае фотонного кристалла, ограниченного с обеих сторон нанокompозитными средами, в спектре пропускания наблюдаются две полосы прозрачности в запрещенной зоне фотонного кристалла.

На рис. 9а,б представлены спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры для случаев, когда пленка нанокompозита или серебряная пленка расположены с одной и двух сторон сверхрешетки. В

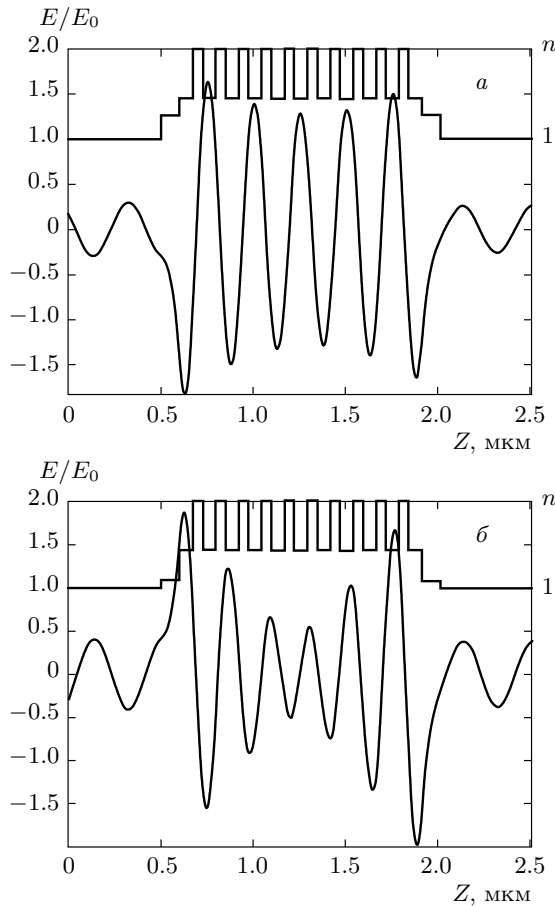


Рис. 10. Пространственное распределение показателя преломления и напряженности электрического поля, нормированной на напряженность входного поля, для случая низкочастотной симметричной (а) и высокочастотной антисимметричной (б) плазмон-поляритонных мод структуры. Толщина слоя нанокompозита $d_{mix} = 100$ нм, $f = 0.3$

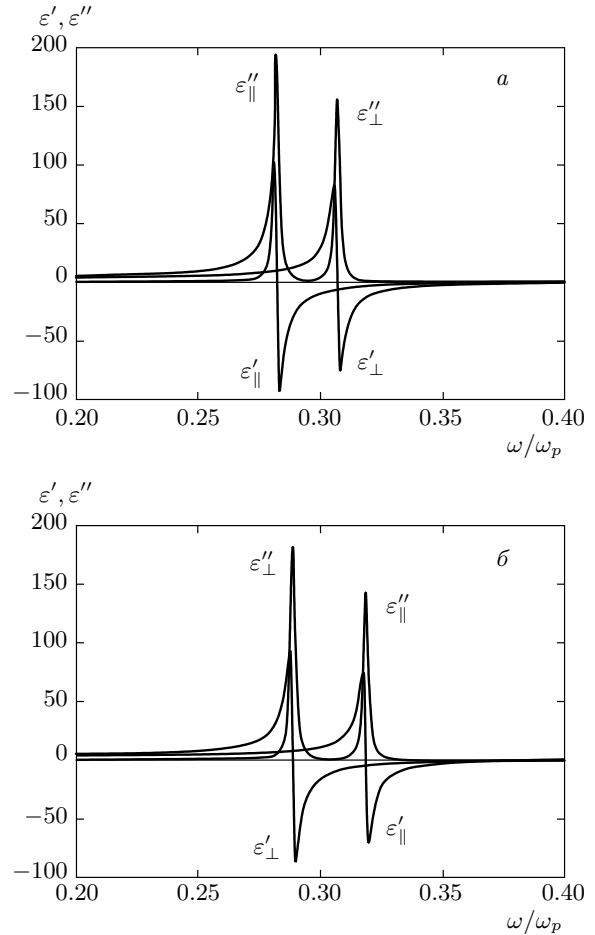


Рис. 11. Частотные зависимости действительных (ϵ'_{\perp} , ϵ'_{\parallel}) и мнимых (ϵ''_{\perp} , ϵ''_{\parallel}) частей эффективных диэлектрических проницаемостей нанокompозита. Фактор заполнения $f = 0.2$, отношение длин полярной и экваториальной полуосей наночастицы $\xi = 1.2$ (а), 0.8 (б)

случае контакта пленок с обеих сторон ФК локализованные на границах раздела оптические таммовские моды перекрываются, что и приводит к снятию вырождения, т. е. происходит расщепление частоты, а в спектре пропускания возникают две полосы пропускания в запрещенной зоне ФК.

Спектры пропускания, отражения и поглощения ФК, сопряженного с нанокompозитной и металлической пленками, представлены на рис. 9б,г.

Расщепление частоты для случаев ограничения ФК нанокompозитными и серебряными пленками приблизительно равно соответственно 6.7 нм и 10.6 нм.

Распределение поля для случая, когда нанокompозитная пленка расположена по обе стороны от

ФК, иллюстрируется на рис. 10 для высокочастотного и низкочастотного пиков пропускания, представленных на рис. 9а. Из рис. 10 видно, что результатом связи таммовских плазмонов, локализованных на границах ФК и нанокompозита, является образование симметричных и антисимметричных волноводных мод.

В случае ограничения ФК серебряными пленками получаем, как и в работе [16], распределение электрического поля, подобное распределению поля в симметричной и антисимметричной модах для структуры из ФК, сопряженного с обеих сторон с нанокompозитными пленками (рис. 10).

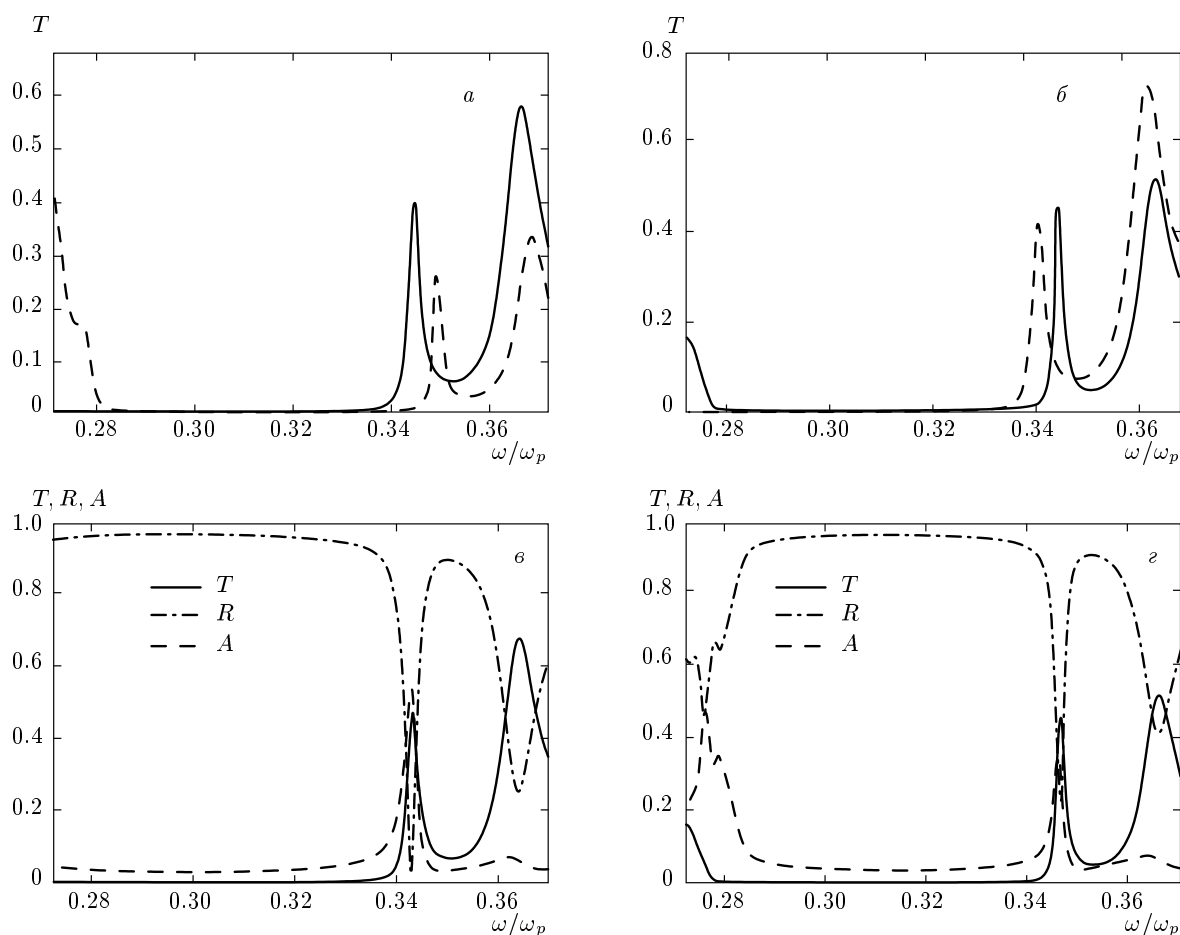


Рис. 12. Спектры пропускания системы для перпендикулярной (сплошные линии) и параллельной (штриховые линии) (по отношению к оптической оси нанокompозита) поляризации света при $\xi = 0.8$ (а), 1.2 (б). Спектры пропускания, отражения и поглощения системы для перпендикулярных (по отношению к оптической оси нанокompозита) поляризации света при $\xi = 0.8$ (в), 1.2 (г). Фактор заполнения $f = 0.3$, $d_{mix} = 100$ нм

3.3. Учет анизотропии формы наночастиц в модели нанокompозитной среды

Новые особенности в спектре пропускания возникают при исследовании таммовских оптических состояний, локализованных на краю фотонного кристалла, ограниченного анизотропным слоем нанокompозита. В этом случае нанокompозит состоит из серебряных наночастиц в форме эллипсоидов вращения, диспергированных в прозрачной стеклянной матрице и ориентированных вдоль оси вращения, совпадающей с осью x (рис. 1). Известна технология приготовления подобных нанокompозитов с серебряными наночастицами требуемых формы и ориентации в стеклянной матрице [27, 28]. На рис. 11 приведены частотные резонансные зависимости вещественной и мнимой частей эффективных диэлектрических проницаемостей анизотропной нанокompозитной

среды, вычисленные по формуле (1). Из рисунка видно, что частоты резонансов зависят от направления электрического поля относительно оси вращения сфероида и отношения длин полярной и экваториальной полуосей наночастиц. Различие резонансных частот диэлектрических проницаемостей ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} приводит к зависимости оптических свойств нанокompозита от поляризации падающей волны.

Поляризационная чувствительность спектра пропускания иллюстрируется на рис. 12. Видно, что в зависимости от поляризации падающего света положение пиков ОТС в запрещенной зоне разнесено и составляет 5.4 нм и 4.5 нм соответственно для случаев диспергированных в нанокompозит наночастиц сплюснутой (рис. 12а) или вытянутой (рис. 12б) эллипсоидальной формы.

На рис. 12в,г приведены спектры пропускания,

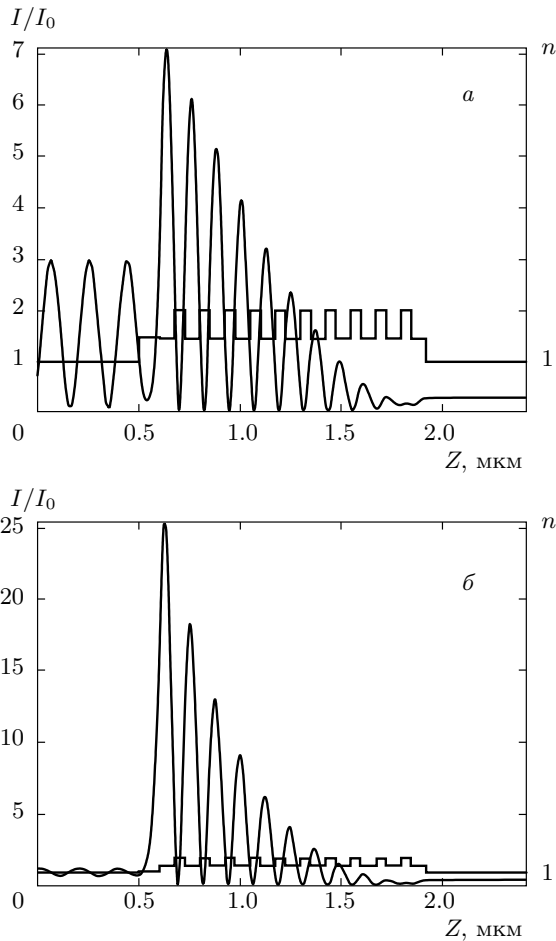


Рис. 13. Пространственное распределение показателя преломления и интенсивности поля для перпендикулярной (*а*) и параллельной (*б*) поляризации света. $\xi = 0.8, f = 0.3, d_{mix} = 100$ нм

отражения и поглощения перпендикулярной поляризации света для случаев сплюснутых и вытянутых наночастиц, взвешенных в нанокompозите.

Характерно, что независимо от того, сплюснутые или вытянутые наночастицы эллипсоидальной формы взвешены в нанокompозите, степень локализации таммовских состояний на границе ФК и нанокompозита тем больше, чем меньше коэффициент пропускания. В случае сплюснутых наночастиц (см. рис. 12) пространственное распределение интенсивности светового поля в таммовских модах показано на рис. 13 для волн продольной и поперечной поляризации.

Интенсивность в максимуме локализованной моды для волн *p*-поляризации (рис. 13*б*) в 3.6 раза больше интенсивности волн поперечной поляризации (рис. 13*а*). Различие в интенсивностях в случае

вытянутых эллипсоидов в два раза меньше в силу близости коэффициентов пропускания для волн разной поляризации (см. рис. 12*б*).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК, ограниченного с одной или двух сторон резонансно поглощающим слоем нанокompозита, который состоит из серебряных наночастиц сферической или ориентационно-упорядоченной сфероидальной формы, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Результаты получены с помощью метода трансфер-матрицы. Выявлено спектральное проявление оптических таммовских состояний, обусловленное наличием в видимой области частотного интервала отрицательных значений эффективной резонансной диэлектрической проницаемости, характеризующей нанокompозит.

Показано, что при нормальном падении света на ФК, сопряженный с нанокompозитом, в спектре пропускания наблюдается пик внутри фотонной запрещенной зоны, соответствующий возбуждению ОТС. Характеристики локализованных на краю ФК таммовских состояний весьма чувствительны к изменению объемной доли наночастиц в пленке нанокompозита и к ее толщине. Показано, что посредством изменения объемной доли наночастиц в пленке нанокompозита — толщины нанокompозитного слоя — можно эффективно управлять частотой и степенью локализации таммовских состояний.

Установлено, что существуют такие толщины пленок нанокompозита, при которых ОТС наблюдается на границе ФК, сопряженного с нанокompозитом, однако таммовское состояние не реализуется, если ФК ограничить пленкой серебра той же толщины. Проведенные расчеты показывают, что если фотонный кристалл ограничить с обеих сторон нанокompозитом, то в такой структуре результатом связи таммовских плазмонов, локализованных на границе ФК и нанокompозита, является образование симметричных и антисимметричных волноводных мод. Показано также, что если ФК сопряжен с анизотропным слоем нанокompозита, то падающим волнам продольной и поперечной поляризации отвечают свои плазмонные резонансные частоты нанокompозита. Таким образом, в спектре пропускания в фотонной запрещенной зоне ФК наблюдается два пика, соответствующих таммовским плазмонам, характеристики которых весьма чувствительны к отношению длин полуосей наночастиц сфероидальной формы.

Работа выполнена при поддержке следующих 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press, Princeton, NJ (2008).
2. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer, Berlin (2004).
3. K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, and H. Föll, *Photonics Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization*, Wiley-VCH, Weinheim (2004).
4. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley, New York (1984).
5. А. П. Виноградов, А. В. Дорофеенко, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский, УФН **180**, 249 (2010).
6. T. W. Ebbesen, J. Lezec, H. F. Ghaemi et al., *Nature* **391**, 667 (1998).
7. F. G. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen et al., *Rev. Mod. Phys.* **82**, 729 (2010).
8. P. N. Melentiev, A. E. Afanasiev, A. A. Kuzin et al., *Opt. Express* **19**, 22743 (2011).
9. П. Н. Мелентьев, А. Е. Афанасьев, А. А. Кузин и др., ЖЭТФ **142**, 211 (2012).
10. I. V. Treshin, V. V. Klimov, P. N. Melentiev, and V. I. Balykin, arXiv:1305.4340v1 [physics.optics].
11. M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kalitseevski et al., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 251112 (2008).
12. W. L. Zhang and S. F. Yu, *Opt. Comm.* **283**, 2622 (2010).
13. T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 113902 (2008).
14. H. Zhou, G. Yang, K. Wang et al., *Opt. Lett.* **35**, 4112 (2010).
15. A. Kavokin, I. Shelykh, and G. Malpuech, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 261105 (2005).
16. И. Иорш, П. В. Паничева, И. А. Словинский, М. А. Калитеевский, Письма в ЖТФ **38**, 104 (2012).
17. С. Г. Тиходеев, Н. А. Гиппиус, УФН **179**, 1003 (2009).
18. П. Н. Дьяченко, Ю. В. Микляев, *Компьют. оптика* **31**, 31 (2007).
19. С. Я. Ветров, А. Ю. Авдеева, И. В. Тимофеев, ЖЭТФ **140**, 871 (2011).
20. С. Я. Ветров, А. Ю. Авдеева, Р. Г. Бикбаев, И. В. Тимофеев, *Опт. и спектр.* **113**, 571 (2012).
21. С. Г. Моисеев, В. А. Остаточников, Д. И. Семенов, КЭ **42**, 557 (2012).
22. А. Ораевский, И. Проценко, КЭ **31**, 252 (2001).
23. A. Sihvola, *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications*, Institution of Engineering and Technology, London (2008).
24. Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, УФН **177**, 619 (2007).
25. P. Yeh, *J. Opt. Soc. Amer.* **69**, 742 (1979).
26. С. Г. Моисеев, *Опт. и спектр.* **111**, 264 (2011).
27. D. Wang, S. Guo, and S. Yin, *Opt. Eng.* **42**, 3585 (2003).
28. S. D. Stookey and R. J. Aranjó, *J. Appl. Opt.* **7**, 777 (1968).