

СЕКЦИЯ 1. МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Деградация мощных инжекционных лазеров на основе квантоворазмерной структуры $\text{AlGaAs/InGaAsP/InGaAs}$ с асимметричным волноводом

О.И. Коваль, Е.Д. Кудрявцева, А.Г. Ржанов, Г.А. Соловьёв..... 3

Нелинейные электромагнитные волны в линейках и пучках связанных волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления

А.И. Маймистов..... 6

Влияние размерных эффектов в нанокompозитах на оптические характеристики одномерного фотонного кристалла с композитным дефектом

В.А. Остаточников, С.Г. Моисеев, Д.И. Семенцов..... 7

О влиянии закручивания оптической оси на эффективный показатель преломления

И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров..... 11

In-situ и ex-situ изучение фотолюминесценции слоёв кремниевых нанонитей

К.А. Гончар, В.А. Георгобиани, С.П. Родичкина..... 15

Особенности наноструктурированных металл-диэлектрических двумерных фотонных кристаллов

Н.В. Рудакова, С.Я. Ветров, В.П. Тимофеев, И.В. Тимофеев..... 17

Нелинейные эффекты в связанных магнонных кристаллах

М.А. Морозова, О.В. Матвеев..... 21

Туннелирование чирпированных импульсов в запрещенной полосе фотонного кристалла

В.Ф. Марченко, П.Ю. Шестаков..... 23

Спектральные свойства одномерного фотонного кристалла с анизотропным дефектным слоем нанокompозита

С.Я. Ветров, П.С. Панкин, И.В. Тимофеев..... 26

Поверхностные электромагнитные волны на границе слоистой структуры и нанокompозита

С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, Р.Г. Бикбаев..... 30

Оптические свойства аппроксимантов 1D и 2D структур квазикристаллического типа

Ю.В. Рыжикова, П.В. Короленко, П.А. Логачев 33

Влияние статистической вариации размеров частиц на свойства метаплёнки

Г.В. Белокопытов, Ю.Е. Терехов, Р.Ю. Ткаченко, А.В. Журавлев, В.А. Чистяев, В.Н. Семенов..... 36

Краевые моды в ограниченной двумерной фотонно-кристаллической структуре из малых плазмонных частиц

Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков 40

Поверхностные фотонные моды в структуре холестерический жидкий кристалл – фазовая пластинка – металл

С.Я. Ветров, М.В. Пятнов, И.В. Тимофеев 44

Эффекты поверхностной сегрегации атомов кадмия на границе механически обновляемого электрода из сплава Ag-Cd с раствором поверхностно неактивного электролита

Ю.К. Алешин, М.А. Чоба, В.А. Сафонов..... 47

Опто-акустическое исследование аморфных металлических пленок

Ю.К. Алешин, А.А. Карабутов (мл), М.А. Чоба, В.А. Сафонов..... 49

Деградация мощных инжекционных лазеров на основе квантоворазмерной структуры AlGaAs/InGaAsP/InGaAs с асимметричным волноводом

О.И. Коваль¹, Е.Д. Кудрявцева¹, А.Г. Ржанов², Г.А. Соловьёв¹

¹НИУ МЭИ

²МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

solovyevgra@mpei.ru, rjanov@mail.ru

Полупроводниковые твёрдые растворы InGaAs в качестве активной среды широко используются в инжекционных лазерах на основе квантово-размерных структур с напряжённым активным слоем.

В мощных лазерах используются гетероструктуры раздельного ограничения с малыми внутренними потерями. Малое затухание обусловлено, прежде всего, тем, что распространение волн в пассивных областях не сопровождается потерями на поглощение и рассеяние на свободных носителях, как в активной области. Снижение модового усиления компенсируется увеличением длины резонатора Фабри-Перо.

Естественным ограничением увеличения толщины волновода в симметричной лазерной гетероструктуре раздельного ограничения является условие возникновения мод высших порядков [1]. Есть несколько подходов подавления мод высших порядков в широком волноводе. Однако, все они, хотя и позволяют провести селекцию мод высшего порядка и сузить диаграмму направленности, приводят к увеличению оптических потерь, что снижает оптическую мощность излучения.

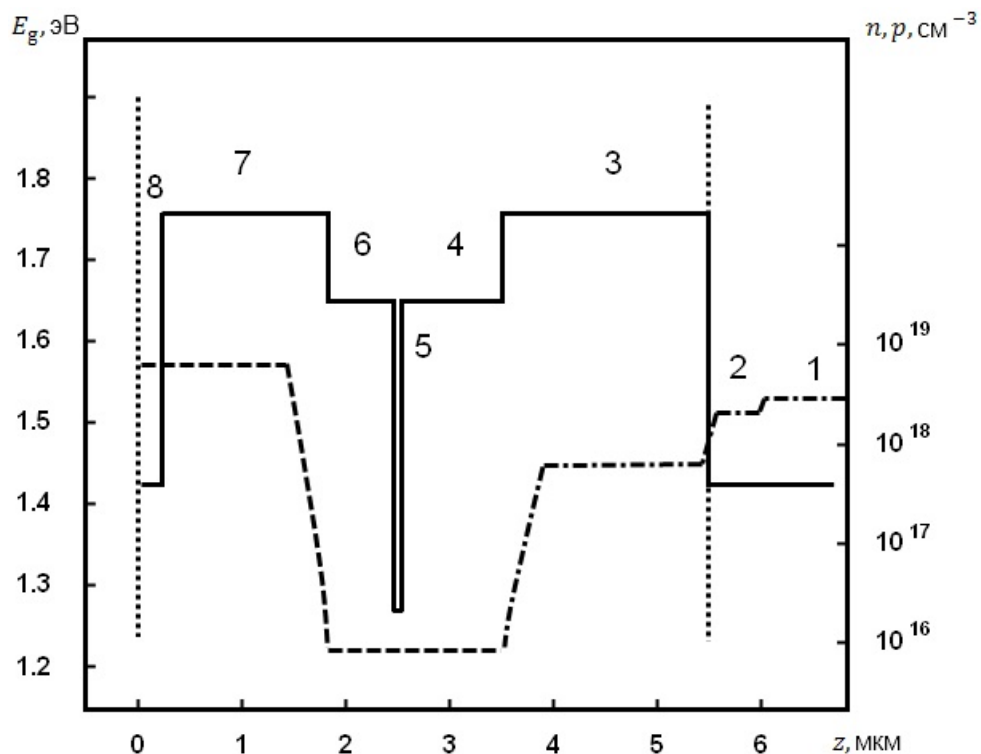


Рис. 1. Энергетическая структура (сплошная линия) и профиль легирования (пунктир) слоев инжекционного лазера с квантовой ямой (слой 5: InGaAs) и асимметричным волноводом (слои 4, 6: InGaAsP). Слои 3, 7 – эмиттеры (AlGaAs), остальные буферные слои.

Для подавления лазерных мод высших порядков в [2] была предложена асимметричная гетероструктура, в которой активная область смещена из центра

волновода. В асимметричной гетероструктуре с широким волноводом (2 мкм и более) удается подавлять генерацию мод высших порядков за счет снижения их факторов оптического ограничения. Одновременно с этим можно снизить внутренние оптические потери и расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной эпитаксиальным слоям [3]. Структура таких лазеров, исследованных в данной работе, приведена на рис. 1.

Недостатком мощных лазерных диодов является малый срок службы и нестабильность их характеристик, причём прогнозировать и выявлять лазеры с малым сроком по их мощности затруднительно.

Целью данной работы было выяснение основного механизма деградации лазерных диодов на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAsP/InGaAs с расширенным асимметричным волноводом и определение возможности прогнозировать срок эксплуатации по начальным характеристикам. На основе проведённых измерений спектральных, поляризационных характеристик, вольт-амперных, ватт-амперных, а также диаграммы направленности было предложено объяснение воздействия постепенной деградации слоёв на характеристики излучения лазеров данного типа.

Были проведены измерения спектров, степени поляризации и ширины диаграммы направленности излучения для лазеров до и после наработки 30 часов рабочего времени. На рис. 2 показаны спектры излучения, измеренные в различных лепестках диаграммы направленности лазера после наработки. Результатом деградационных процессов в исследуемых лазерах является изменение структуры оптического поля в волноводной области этих устройств, проявляющееся в увеличении числа каналов генерации. Каналы имеют разные спектры, наложение которых в различных пропорциях мы наблюдаем на рис. 2.

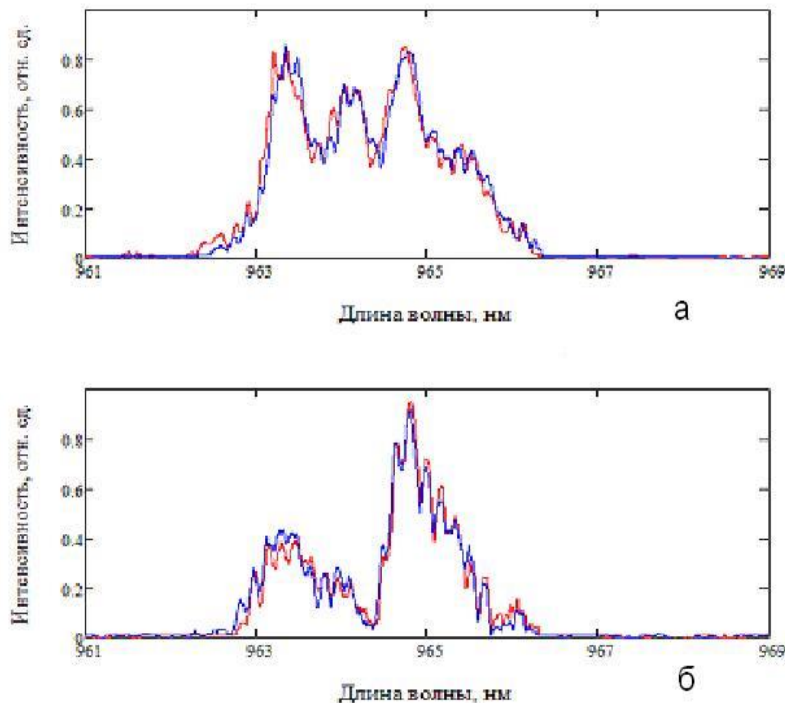


Рис. 2. Спектры излучения, измеренные в двух соседних лепестках диаграммы направленности лазера.

Появление нескольких пиков излучения и увеличение их числа со временем работы лазеров мы объясняем эффектами, связанными с формированием латеральных

мод. В полосковых лазерах с широким контактом (в данных лазерах около 100 мкм) и большой длиной резонатора (1-2 мм) нарушается когерентность между излучением в пределах ширины активной области, в частности, на её противоположных краях. Это вызвано тем, что длина когерентности в полупроводниковых лазерах составляет около 5 см, что всего в 10-20 раз больше оптической длины резонатора. После нескольких «пробегов» волны по длине резонатора, происходит потеря фазировки излучения. На ширине 100 мкм образуется несколько не связанных по фазе каналов генерации, которые поддерживаются либо наведённой «тепловой линзой», либо за счёт эффекта нелинейной рефракции при пространственном «выжигании» носителей (spatial hole burning). Эксперименты показывают, что при ширине активной области 100 мкм возникает 3 канала генерации, что согласуется с величиной длины амбиполярной диффузии неравновесных носителей в активном слое – около 10-15 мкм [4]. Диффузионная длина неравновесных носителей заряда определяет поперечный размер канала генерации. Эффект расщепления излучения на каналы носит фундаментальный характер, так как порождён конечным временем и длиной когерентности излучения. В процессе наработки лазера, с ростом числа дефектов, диффузионная длина носителей заряда уменьшается, а число каналов генерации увеличивается.

В ходе эксплуатации таких лазерных диодов наблюдается визуально появление нескольких каналов генерации в латеральном направлении, что хорошо видно на визуализаторе (антистоксовом люминофоре). В начале эксплуатации лазерное пятно однородно. Измерения диаграммы направленности также подтверждают образование нескольких каналов генерации в латеральном направлении. Такие изменения сопровождаются ухудшением спектральных характеристик (увеличением числа пиков в спектре излучения) и заметным снижением степени поляризации – от 0,95 до 0,6.

Для количественных оценок ширины каналов генерации и профилей ближнего и дальнего поля излучения исследуемых лазеров предложена самосогласованная распределённая модель, описывающая процессы выжигания, самофокусировки излучения и диффузии носителей на фоне медленного изменения со временем параметров лазерной структуры. Модель состоит из волнового уравнения и двух кинетических уравнений, связанных между собой диэлектрической проницаемостью, имеющей сильную зависимость от величины инверсии в лазере.

В заключение можно утверждать, что более однородной и менее дефектной структуре мощного лазера с квантовыми ямами соответствует частотный спектр с минимальным количеством пиков, отвечающих за различные пространственные каналы генерации. И чем больше изначальная неоднородность и дефектность структуры, тем быстрее наступает деградация. Первоначальный спектр излучения лазера несёт информацию о сроке службы прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Mroziwicz, M. Bugajski, and W. Nakwaski “Physics of Semiconductor Lasers” North-Holland Science Publishers B.V. & Polish Scientific Publishers – PWN, Amsterdam/Warsaw 1991.
2. Л.В. Жуков и др. // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 8. С. 1049.
3. В.В. Кабанов и др. // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 10. С. 1339.
4. Коваль О.И. и др. // Материалы международного научно-методического семинара «Флуктуационные и дградационные процессы в полупроводниковых приборах». М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова. МЭИ. 2013. С. 61.

Нелинейные электромагнитные волны в линейках и пучках связанных волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления

А.И. Маймистов^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

²Московский физико-технический институт
email@mymail.ru

Здесь обсуждаются взаимодействия связанных волн, распространяющихся в системе из чередующихся волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления. Пара таких волноводов отвечает антинаправляющему ответвителю (АНО) – устройству, в котором реализуется взаимодействие прямой волны (у которой направления фазовой скорости и потока энергии совпадают) и обратной волны (фазовая скорость которой направлена противоположно по отношению к потоку энергии). Следствием такого взаимодействия является запрещенная зона (щель) в спектре линейных волн, распространяющихся в АНО. Объединяя АНО в пучок или в линейку волноводов, можно сконструировать новые оптические устройства управления световым потоком. Если хотя бы один из волноводов, входящий в АНО обладает оптически нелинейными свойствами, то возможно образование в АНО стационарного импульса света – щелевого солитона. В отличие от щелевого солитона в брэгговском волноводе, здесь периодического изменения параметров среды не требуется. Образование щелевого солитона имеет пороговый характер. Для величины порогового значения амплитуды исходного сигнала получено приближенное выражение.

В бесконечной линейке АНО возможно распространение щелевого солитона. Его устойчивость относительно столкновений с другими щелевыми солитонами демонстрировалось в численном моделировании. Кроме таких уединенных волн, можно ожидать существование двумерного стационарного импульса, локализованного как в поперечном направлении, так и в продольном направлении, как для щелевого солитона, описанного здесь.

Зигзагообразная конфигурация волноводов в линейке позволяет осуществить связь не только между ближайшими соседями, но и со следующими за ближайшими волноводами. В такой системе волноводов была найдена аналогичная стационарная волна. Ее поведение при распространении и при столкновении с другими стационарными импульсами исследовано численными методами. Характер взаимодействия сильно зависит от соотношения между параметрами связи между ближайшими и следующими за ними волноводами.

Пучок (кольцо) из связанных волноводов – это линейка конечного числа АНО, у которой крайние волноводы связаны друг с другом из-за туннельного проникновения света из одного волновода в другой. Показано, что в зависимости от четности числа пар АНО в пучке могут существовать или не существовать безщелевые моды в спектре распространяющихся в пучке волн. Скручивание пучка волноводов позволяет менять число безщелевых мод.

Мне доставляет удовольствие поблагодарить И.Р. Габитова, Е.В. Казанцеву, А.С. Десятникова, А.А. Сухорукова и И.В. Барашенкова за полезные дискуссии. Работа частично поддерживалась РФФИ (гранты №. 09-02-00701-а, 12-02-00561).

Влияние размерных эффектов в нанокompозитах на оптические характеристики одномерного фотонного кристалла с композитным дефектом

В.А.Остаточников, С.Г.Моисеев, Д.И.Семенцов
Ульяновский государственный университет
ost.vld@yandex.ru

Оптические свойства нанокompозитов (композитных сред состоящих из диэлектрических материалов с наноразмерными включениями) представляют интерес для широкого круга ученых. Последние годы были отмечены огромным успехом в создании различного рода наноструктурированных материалов, их оптические характеристики определяются частотной и полевой зависимостью эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей структуры. Прогнозирование характера вышеуказанных зависимостей производят на основе моделей эффективной среды. Выбор конкретной модели зависит от формы, размера и объемной доли наночастиц [1,2].

Одним из наиболее широко изученных вариантов нанокompозитов является структура, представляющая собой диэлектрическую матрицу, в которой распределены металлические наноразмерные частицы. Характерным свойством таких композитов, является наличие плазмонного резонанса. Плазмонный резонанс связан с коллективными колебаниями электронов проводимости вблизи поверхности частицы под действием излучения, что приводит к появлению резонансных особенностей в спектральной зависимости эффективных диэлектрической. Частота и ширина области резонанса зависит от размера, формы наночастиц и ориентации их, относительно волнового вектора распространяющейся в композите электромагнитной волны. Использование таких нанокompозитов в качестве сред составляющих слоисто-периодических структур (СПС), которые так же известны как одномерные фотонные кристаллы (ФК), позволяет эффективно модифицировать оптические характеристики СПС.

Основным свойством СПС является наличие спектральных областей высокого отражения электромагнитных волны – фотонных запрещенных зон (ФЗЗ). Нарушения периодичности одномерных ФК (дефекты) приводят к появлению в ФЗЗ узких областей пропускания, что дает возможность использовать СПС с дефектами для модуляции и фильтрации электромагнитного излучения [3].

В работе рассматривается СПС, в которой в качестве дефекта используется нанокompозит (стеклянная матрица с распределенными наноразмерными серебряными частицами). Показано влияние на оптические свойства одномерных ФК размерных эффектов в нанокompозитах.

Пусть период СПС состоит из двух оптически изотропных слоев с толщинами L_1 и L_2 , диэлектрические проницаемости (ДП) являются скалярными величинами ϵ_1 и ϵ_2 . Магнитные проницаемости μ_1 и μ_2 каждого из слоев в оптическом диапазоне будем считать равными единице. Среда, в которую помещена слоистая структура, является вакуумом. Считаем, что волна распространяется под углом θ_0 к оси периодичности структуры (ось OZ). Решение уравнений Максвелла приводит в этом случае к двум ортогонально поляризованным собственным волнам с компонентами поля $(H_x, E_y, 0)$ и $(E_x, H_y, 0)$ соответственно. Зависимость их от времени выберем пропорциональной

множителю $\exp(i\omega t)$. Опуская эти множители, определим в каждом слое компоненты поля для волны первого типа:

$$E_{xj} = A_j \exp[-ik_j z] + B_j \exp[ik_j z], z_{j-1} < z < z_j \quad (1)$$

$$H_{yj} = \frac{-i}{k_0} (d \cdot E_{xj} / d \cdot z)$$

где $k_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j} \cos \vartheta_j$ - константа распространения в каждом из слоев, $k_0 = \omega / c$, ω и c - частота и скорость волны в вакууме, A_j и B_j - амплитуды полей, $n_j = \sqrt{\varepsilon_j}$ - коэффициент преломления.

Введем двухкомпонентный вектор F_j с компонентами E_{xj} и H_{yj} , и передаточную матрицу \hat{m}_j , которая связывает амплитуды волнового поля в начале и конце j -го слоя: $F_j(z) = \hat{m}_j F_j(z + L_j)$. Компоненты этой матрицы имеют вид [4]:

$$\hat{m}_j = \begin{pmatrix} \cos(k_j L_j) & \frac{-i}{p_j} \sin(k_j L_j) \\ -ip_j \sin(k_j L_j) & \cos(k_j L_j) \end{pmatrix} \quad (2)$$

где $p_j = \sqrt{\varepsilon_j} \cos \vartheta_j$.

В случае бинарной периодической структуры удобно ввести передаточную матрицу периода структуры $\hat{M} = \hat{m}_1 \hat{m}_2$. Связь волновых полей в плоскостях, отстоящих друг от друга на целое число периодов ($z = 0$, $z = a(L_1 + L_2)$), определяется матрицей преобразования \hat{M}^a , которая является целой степенью передаточной матрицы одного периода [5].

Через элементы матрицы \hat{M}^a могут быть выражены энергетические коэффициенты прохождения и отражения бездефектной ФКС с конечным числом периодов [4]:

$$R = \frac{|(M_{11}^a + p_N M_{12}^a) p_0 - (M_{21}^a + p_N M_{22}^a)|^2}{|(M_{11}^a + p_N M_{12}^a) p_0 + (M_{21}^a + p_N M_{22}^a)|^2}, \quad (3)$$

$$T = \frac{p_N}{p_0} \left| \frac{2p_0}{(M_{11}^a + p_N M_{12}^a) p_0 + (M_{21}^a + p_N M_{22}^a)} \right|^2.$$

где $p_0 = \sqrt{\varepsilon_0} \cos \vartheta_0$ и $p_N = \sqrt{\varepsilon_N} \cos \vartheta_N$.

Диэлектрическая проницаемость композитной пленки состоящей из металлических частиц эллипсоидной формы, распределенных в диэлектрической матрице, может быть представлена в виде [3]

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_m \left(1 + \frac{\eta(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{\varepsilon_m + (1 - \eta)(\varepsilon_p - \varepsilon_m)/3} \right). \quad (4)$$

где ε_m и ε_p - диэлектрические проницаемости матрицы и включений соответственно, η - объемная доля включений.

Пренебрегая поглощением и частотной дисперсией диэлектрика, используемого в качестве матрицы композита, можно считать параметр постоянной и действительной величиной. Для проницаемости металлических наночастиц используем выражение [6]:

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega(\gamma + V_f/s)}, \quad (5)$$

где s - радиус диффузного рассеяния частиц, ω_p - плазменная частота, V_f - скорость Ферми, γ - параметр релаксации.

Рассмотрим нанокompозит состоящий из диэлектрической матрицы с проницаемостью $\varepsilon_m = 2.25$ (SiO_2) и сферических наночастицы серебра проницаемость которых рассчитывается по формуле (5). На рис. 1 показаны частотные зависимости для действительной (а) и мнимой (б) частей эффективной проницаемости нанокompозита рассчитанные с помощью формул (4) и (5). Параметры наночастиц выбраны следующими: $V_f = 1.4 \cdot 10^6$ м/с, $\varepsilon_0 = 5$, $\hbar\omega_p = 9$ эВ, $\hbar\gamma_b = 0.02$ эВ, \hbar - постоянная планка. Из представленных графиков видно увеличение значений мнимой и действительной частей эффективной диэлектрической проницаемости композита при увеличении размеров и концентрации наночастиц.

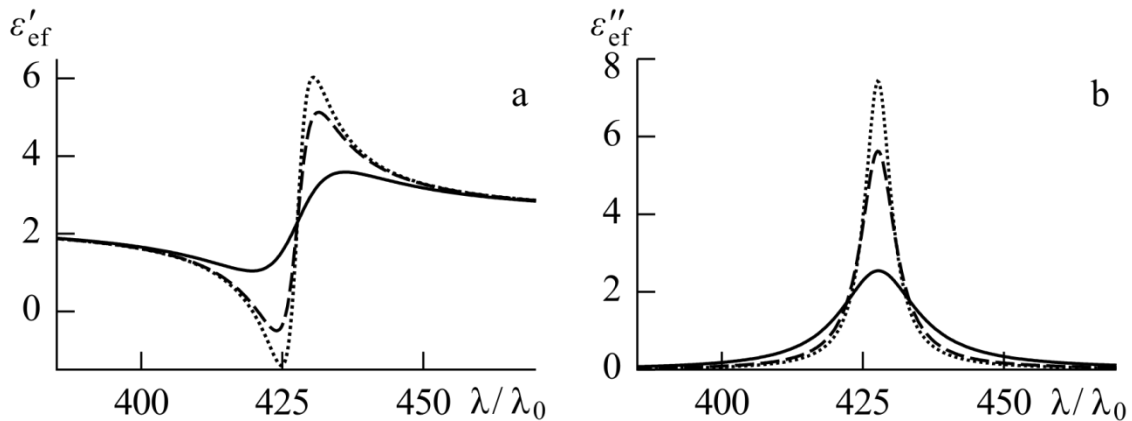


Рис. 1. Частотная зависимость действительной (а) и мнимой (б) эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита при $s = 10$ нм, 30 нм, 50 нм (сплошная, штрих, пунктир, соответственно)

Рассмотрим падение плоской линейно поляризованная волны, волновой вектор которой направлен по нормали к поверхности ($\mathcal{G}_0 = 0$), на фотонный кристалл разделяющий две не поглощающих в рассматриваемом диапазоне длин волн среды с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_0 = \varepsilon_N = 1$. Пусть период фотонного кристалла состоит из из двух диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = 2.25$ (SiO_2) и $\varepsilon_2 = 5.52$ (TiO_2) и толщинами $d_1 \cong 71$ нм и $d_2 \cong 45.3$ нм.

На рис.2 показано изменение спектров отражения (а) и поглощения (б) ФКС $M^6 m_d \hat{M}^6$, с дефектом толщиной $d_3 \cong 284$ нм без наночастиц $\varepsilon_d = \varepsilon_m = 2.25$ (пунктир) и с нанокompозитным дефектом при $\eta = 0.2$ и $s = 20$ нм, 50 нм (сплошная, штрих, соответственно). Параметры используемы для расчета эффективной проницаемости дефекта те же, что использовались для расчетов к рис. 1.

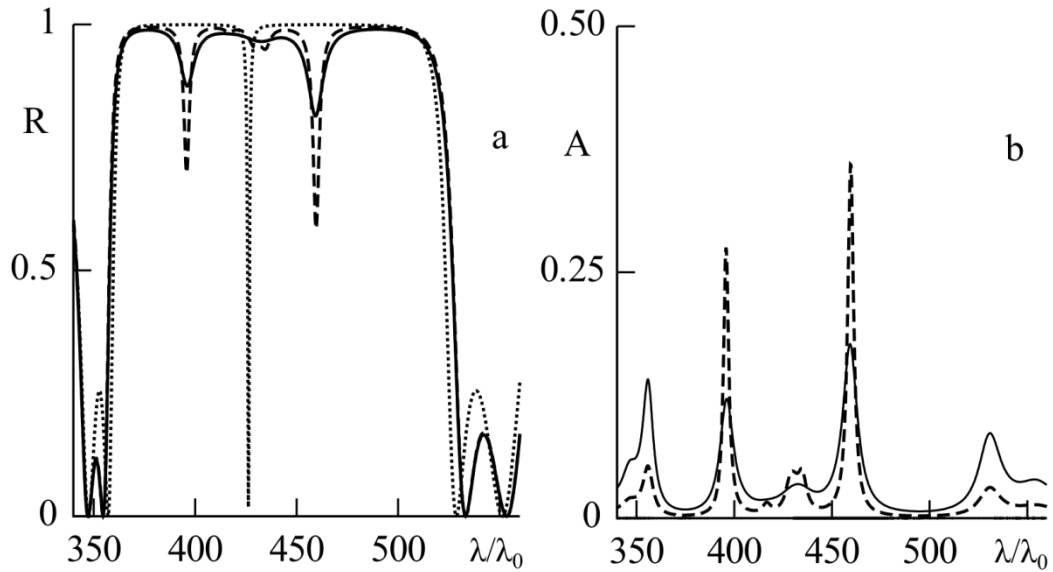


Рис.2 спектры отражения (а) и поглощения (b) ФКС $M^6 m_d \hat{M}^6$, с дефектом толщиной $d_3 \cong 284$ нм без наночастиц $\varepsilon_d = \varepsilon_m = 2.25$ (пунктир) и с нанокompозитным дефектом при $\eta = 0.2$ и $s=20$ нм, 50 нм (сплошная, штрих соответственно).

Для нерезонансной структуры, которую мы считаем непоглощающей, коэффициент отражения $R = 1 - T$. В этом случае коэффициент пропускания для дефектной моды на достигает максимально возможного значения. Для резонансной структуры наблюдается расщепленной дефектной моды, а увеличение размеров наночастиц приводит к снижению отражения. Все прошедшее в структуру излучение поглощается нанокompозитом.

Работа поддержана министерством образования и науки РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. N. Prasad, "Nanophotonics". New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2004, 415
2. Виноградов А.П. "Электродинамика композитных материалов"/ Под ред. Б.З. Канценеленбаума. М: Эдиториал УРСС, 2001.
3. С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников, Д.И. Семенов // Квант. электроника, 2012, т.42, №6, с.557–560.
4. М. Борн, Э Вольф. "Основы оптики" М.: Наука, 1970.
5. Елисева, С. В.; Остаточников, В. А. & Семенов, Д. И. // ФТТ, 2013, т.55, №1, с.61-64.
6. F. Abelès, Y. Borensztein, T. López-Rios // Advances in Solid State Physics V. 24, 1984, pp 93-117.

О влиянии закручивания оптической оси на эффективный показатель преломления

И.В. Тимофеев^{1,2}, С.Я. Ветров^{1,2}

¹ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»

²Институт физики им. Л.В. Куренского СО РАН

tiv@iph.krasn.ru

Как известно, пиксель жидкокристаллического дисплея позволяет управлять светопропусканием при помощи винтообразного закручивания оптической оси жидкого кристалла (ЖК). Поляризация проходящего света поворачивается вслед за оптической осью благодаря волноводному режиму Могена [1]. Фазовый набег волны с вращающейся поляризацией содержит динамическую и геометрическую фазу [2,3]. Для экспериментального измерения набега фазы систему помещают в оптический резонатор типа Фабри-Перо [4]. При целом числе N периодов волны за проход резонатора $2L$ возникают спектральные пики пропускания:

$$2n_{eff}L = N\lambda_0, \quad (1)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме, n_{eff} – эффективный показатель преломления (ПП). Однако измерение затрудняется тем, что анизотропная среда резонатора порождает две серии пиков, с поляризациями вдоль главных осей тензора диэлектрической проницаемости и различными эффективными ПП (n_{eff}, n'_{eff}). Вращение главных осей делает резонансные поляризации эллиптическими, создает связь мод при отражении от зеркал и проявляется как квазипересечение нормальных частот (avoided crossing) [5].

В данной работе для подавления связи мод предлагается использовать анизотропные зеркала резонатора. Впервые отмечается, что закручивание приводит к усилению анизотропии. Другими словами, эффективные ПП различаются сильнее, чем обыкновенный ПП n_o и необыкновенный ПП n_e . Это контрастирует с формулой ПП $n_{average}$ для необыкновенной волны в одноосном кристалле с постоянным направлением оптической оси [6]:

$$n_{average} = n_o n_e / \sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta}, \quad (2)$$

где направление распространения волны составляет угол θ с оптической осью. ПП (2) оказывается промежуточным между обыкновенным и необыкновенным. Для положительного одноосного кристалла этот ПП больше обыкновенного и меньше необыкновенного ($n_o < n_{average} < n_e$).

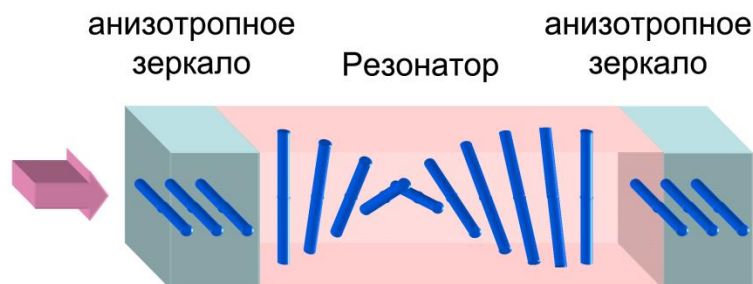


Рис.1. Схема резонатора с анизотропными зеркалами для регистрации влияния закручивания оптической оси на эффективный показатель преломления. Стержни, изображающие положительный одноосный кристалл, направлены вдоль преимущественного направления молекулярных диполей (директора).

Закручивание, напротив, делает эффективный ПП меньше обыкновенного, либо больше необыкновенного ($n_{eff} < n_o < n_e < n'_{eff}$).

Рассматриваемая нами структура представляет собой слой ЖК, ориентированного вдоль поверхностей зеркал анизотропного резонатора (рис. 1). В простейшем случае свет падает нормально к поверхностям зеркал. Диэлектрические анизотропные зеркала представляют собой одноосный кристалл с теми же ПП n_o и n_e , что и ЖК, однако необыкновенная ось повернута на прямой угол в плоскости зеркал.

Идея в том, чтобы при отражении свет не менял поляризацию [7,8] и волноводный режим Могена сохранялся. Как известно, отражение меняет правую тройку векторов на левую. Поэтому изотропное зеркало, то есть граница раздела изотропных сред, сохраняет только линейную поляризацию. Всякая другая поляризация меняет знак, правая становится левой и наоборот. Такое несовпадение со своим зеркальным отображением называют хиральностью. Однако можно построить ахиральное зеркало, сохраняющее произвольную поляризацию. Для этого нужно, чтобы фаза электрической напряженности менялась на противоположную вдоль одной и только одной из ортогональных осей. Поляризация сохраняется, когда ПП на границе сред возрастает вдоль одной из главных осей, а в ортогональном направлении – падает в таком же отношении. Предложенные анизотропные зеркала удовлетворяют этому условию.

Геликоид на рис. 1 изображает период (полушаг) винтовой линии (пространственной спирали). Он транслируется зеркалами в бесконечную винтовую линию и может рассматриваться как хиральный фотонный кристалл с фотонной запрещенной зоной. Другим примером такой структуры является холестерический жидкий кристалл [1,9].

На рис. 2 приведены спектры пропускания поперечной моды в анизотропном резонаторе. Рассмотрены два случая, когда закручивание отсутствует и когда оно составляет 180 градусов. Спектры рассчитаны методом Берремана, обобщающим метод матрицы переноса на анизотропные среды [10]. Для расчета использовались нормированные ПП: $n_o = 0,9$, $n_e = 1,1$, длина резонатора $L = 10$ мкм. При частотах порядка $0,1 \text{ мкм}^{-1}$, что соответствует длине волны 10 мкм, закрученная структура проявляет низкое пропускание, что связано с отражением света от структуры в фотонной запрещенной зоне.

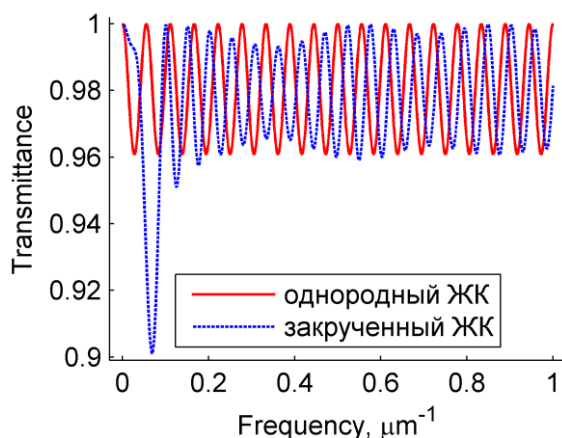


Рис.2. Спектры пропускания поперечной моды в отсутствии закручивания (красный) и при закручивании на 180 градусов (синий пунктир). Закручивание смещает пики в коротковолновую область, следовательно, эффективный показатель преломления меньше обыкновенного показателя преломления.

Видно, что закручивание смещает пики в коротковолновую область, причем смещение усиливается при меньшей частоте. Коротковолновое смещение говорит об уменьшении эффективного ПП (1), который становится меньше обыкновенного ПП.

Первый этап теоретического описания – определение параметров волны, распространяющейся вдоль оси винта закрученного ЖК. В отсутствие напряжения ЖК закручивается равномерно и можно использовать трансляционно-поворотную симметрию. При помощи матрицы переноса для анизотропной среды [10] выражение для волны в ЖК приобретает вид

$$\begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix} = A \exp(i(q + \beta)z) \begin{bmatrix} 1 \\ (q + \beta)/k_0 \\ -i \\ -i(q + \beta)/k_0 \end{bmatrix} + B \exp(i(q - \beta)z) \begin{bmatrix} 1 \\ (q - \beta)/k_0 \\ i \\ i(q - \beta)/k_0 \end{bmatrix}.$$

Здесь E, H – комплексные напряженности электрического и магнитного полей; $k_0 = \omega/c$ – волновой вектор в вакууме, $\beta = 2\pi/p$ – волновой вектор закрутки директора ЖК, p – шаг винта ЖК, угол закрутки $\varphi(z) = \beta z$; волновой вектор в среде

$$q^\pm = \pm \sqrt{\beta^2 + \varepsilon k_0^2 \pm 2\beta k_0 \sqrt{\varepsilon + \delta^2 k_0^2 / 4\beta^2}}, \quad (3)$$

$\varepsilon \pm \delta$ – главные значения тензора диэлектрической проницаемости ЖК. Отношение амплитуд волн, поляризованных по кругу вдоль винта

$$B/A = [(q + \beta)^2 / k_0^2 - \varepsilon] / \delta = \delta / [(q - \beta)^2 / k_0^2 - \varepsilon].$$

Рассмотрим случай $k_0 \gg \beta$. Большому значению волнового числа $|q^+|$ (3) соответствует эллиптическая волна, преимущественная поляризация которой сонаправлена директору ЖК. Эту волну назовем почти-продольной (L-волна, longitudinal). Меньшему значению волнового числа $|q^-|$ отвечает эллиптическая волна, преимущественная поляризация которой направлена поперек директора ЖК. Эту волну назовем почти-поперечной (T-волна, transverse). На рис. 3,а изображена T-волна,

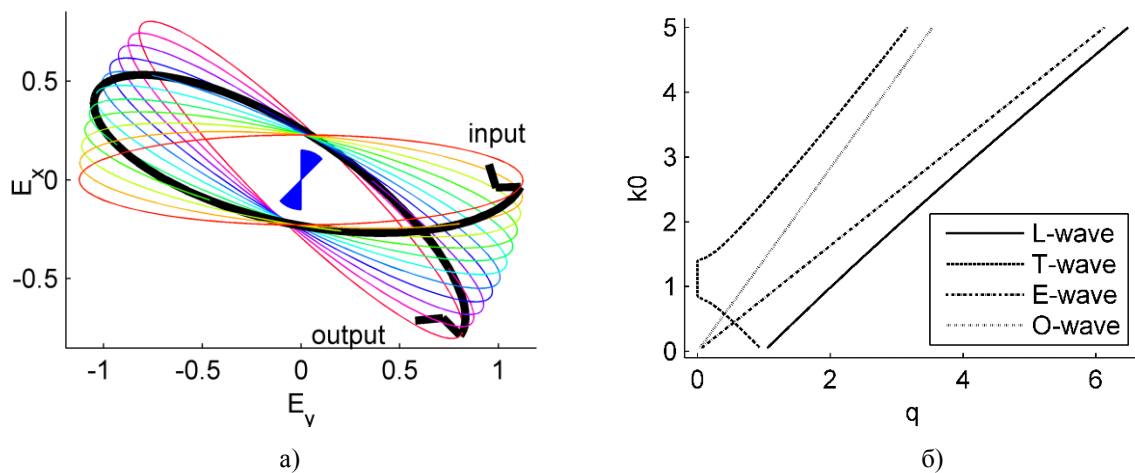


Рис. 3. Бегущая волна в твист-ячейке. а) T-волна. Жирная линия – множество концов векторов напряженности электрического поля волны в каждом слое ЖК в определенный момент времени. Тонкие линии – эллипсы, траектории напряженностей в отдельных слоях ЖК во времени. В центре синим цветом отражен поворот директора ЖК. б) Дисперсионная кривая уравнения (3): L- и T-волны имеют волновой вектор q вне диапазона между обыкновенной (E- и O-) волнами.

рассчитанная методом Берремана. В каждом слое среды конец вектора напряженности электрического поля описывает эллипс против часовой стрелки. Большая ось этого эллипса перпендикулярна директору ЖК. Эллипсы различных слоев ЖК изображены тонкими линиями. Если смотреть навстречу волне, то напряженность вращается по часовой стрелке. Поэтому волна называется правой. В фиксированный момент времени концы напряженностей в различных точках оси образуют приплюснутый правый винт. На рис. 3,а этому винту отвечает жирная линия, концы которой искажены вследствие отражения от границ ЖК-ячейки.

Дисперсионные кривые L- и T-волны, полученные из уравнения (3), показаны на рис. 3,б в сравнении с линейно поляризованными O- и E- волнами (O-ordinary и E-extraordinary).

Обсуждаемое коротковолновое смещение спектра поперечной моды имеет пока лишь теоретическое обоснование, так как в проведенном эксперименте [5] оно экранируется квазипересечением мод. Наблюдение влияния закручивания на эффективный ПП ограничено малой анизотропией ЖК. Большую анизотропию может обеспечить анизотропный нанокompозит, состоящий из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных ориентационно-упорядоченных включений сфероидальной формы [11].

Работа поддержана грантами: Президиума РАН N 24.29, 24.31; ОФН РАН III.9.5; СО РАН N 43 и 101; Российского фонда фундаментальных исследований N 14-02-31248 и совместного проекта Министерства науки и технологии Тайваня и СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов Л.М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства. М: Либроком, 2013.
2. Клышко Д.Н. // УФН. 1993. Т. 163. №11. С. 1 – 18.
3. Тимофеев И.В. // Сборник тезисов докладов Первой всероссийской конференции по жидким кристаллам, Иваново, 2012. С. 211.
4. Zhu X., Hong O., Huang Y., Wu S.-T. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. №5. P. 2868-2873.
5. Timofeev I.V., Lin Y.-T., Gunyakov V.A., Myslivets S.A., Arkhipkin V.G., Vetrov S.Ya., Lee W., Zyryanov V.Ya. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. №1. P. 011705(7).
6. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М: Наука, 1979.
7. Timofeev I.V., Arkhipkin V.G., Vetrov S.Ya., Zyryanov V.Ya., and Lee W. Enhanced light absorption with a cholesteric liquid crystal layer, Opt. Mater. Express 3(4), p. 496–501 (2013)
8. Тимофеев И.В., Архипкин В.Г., Ветров С.Я., Зырянов В.Я., Ли В. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2013. № 5. 135052
9. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005.
10. Berreman D.W. // J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. №4. P. 502–510.
11. Ветров С.Я., Панкин П.С., Тимофеев И.В. // отправлено на конференцию «Волны-2014», Москва, 2014

In-situ и ex-situ изучение фотолюминесценции слоёв кремниевых нанонитей

К.А. Гончар, В.А. Георгобиани, С.П. Родичкина
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, 119992, ГСП-2, Ленинские горы, Москва, Россия
k.a.gonchar@gmail.com

В настоящее время всё больший интерес у исследователей вызывают кремниевые нанонити. Это связано с их необычными структурными и оптическими свойствами, которые можно использовать в фотовольтаике для повышения КПД солнечных батарей, фотонике для создания новых светоизлучающих устройств, сенсорике и других областях физики.

Образцы представляли собой неупорядоченные структуры в виде совокупности кремниевых нитей, выращенных на кремниевой подложке методом металл-инициируемого химического травления, последовательно используя два раствора на основе AgNO_3/HF и $\text{H}_2\text{O}_2/\text{HF}$. В первом растворе серебро наносилось на поверхность кремниевой пластины. Во втором растворе происходил процесс химического травления кремниевой пластины в местах, покрытых серебром. Для удаления серебра с образца использовалась концентрированная азотная кислота (HNO_3). Изображение полученных слоёв кремниевых нанонитей в сканирующем электронном микроскопе представлено на рисунке 1. В обратно рассеянных электронах хорошо видно присутствие серебра на границе нити-подложка.

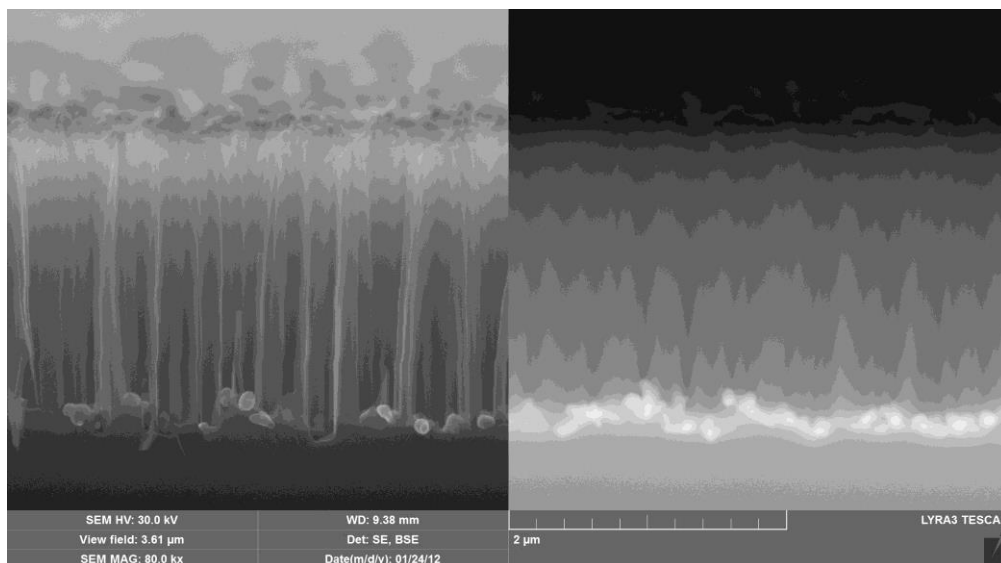


Рис. 1. Изображение в сканирующем электронном микроскопе бокового склоа образца кремниевых нанонитей без удаления серебра. Слева изображение от вторичных электронов. Справа изображение от обратно рассеянных электронов.

В работе исследовалась видимая и инфракрасная фотолюминесценция (ФЛ) слоёв кремниевых нанонитей. Если инфракрасная ФЛ в области 1130 нм относится к межзонной ФЛ кремния (запрещённая зона кремния равна 1.1 эВ), то фотолюминесценция от кремниевых нанонитей в диапазоне 600-1000 нм говорит о присутствии нанокристаллов кремния с размером 2-4 нм на поверхности нанонитей.

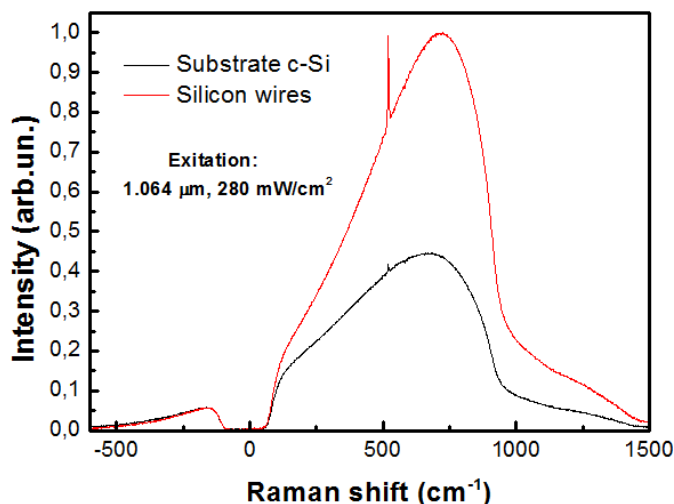


Рис. 2. Спектры инфракрасной ФЛ (широкие пики) и комбинационного рассеяния света (острые пики на частоте 520 см⁻¹) слоёв кремниевых нанонитей (красная кривая) и пластины c-Si (чёрная кривая).

Вместе с инфракрасной ФЛ были сняты спектры комбинационного рассеяния света (рис.2). Было обнаружено усиление сигнала как инфракрасной ФЛ так и комбинационного рассеяния света от слоёв кремниевых нанонитей по сравнению с исходной подложкой кристаллического кремния, что может говорить о проявлении эффектов локализации света в кремниевых нанонитях. Это может быть использовано для создания оптических сенсоров на токсичные вещества и биомолекулы.

Также изучалась инфракрасная ФЛ в процессе травления кремниевых нанонитей. Сильного влияния свойств исходной подложки c-Si и параметров травления на интенсивность ФЛ кремниевых нанонитей выявлено не было. Полученные результаты позволяют сделать выводы о процессах, происходящих во время роста нанонитей.

Полученные данные свидетельствуют о перспективности использования ансамблей кремниевых нанонитей в различных областях науки.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Sivakov, G. Brönstrup, B. Pecz // J. Phys. Chem. C. 2010. V. 114. No. 9. P. 3798

Особенности наноструктурированных металл-диэлектрических двумерных фотонных кристаллов

Н.В. Рудакова¹, С.Я. Ветров^{1,2}, В.П. Тимофеев¹, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия
atrum528@mail.ru

В настоящее время большой интерес представляют искусственные структуры с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью, так называемые фотонные кристаллы (ФК) и новые возможности управления светом на их основе [1]. Из-за своих необычных свойств, ФК применяются во многих приложениях. Одним из их важных свойств, является локализация электромагнитных волн на дефектах структуры, в этом случае в запрещенных зонах (ЗЗ) ФК появляются дополнительные разрешенные уровни. Положением и коэффициентом пропускания дефектных мод можно эффективно управлять, варьируя параметры ФК. Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллов, и на их основе новых способов управления светом. В нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной диэлектрической матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости, который лежит в области видимого света и зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц.

Рассмотрим и сравним особенности двух типов ФК, имеющих форму пластины, безграничной в двух направлениях, имеющую конечную толщину и ограниченную вакуумом. ФК типа а) состоит из нанокompозитных цилиндров, образующих квадратную решетку в воздухе. Линейный дефект создан удалением среднего ряда цилиндров. Структурными элементами кристалла типа б) являются бесконечные цилиндрические отверстия, образующие квадратную решетку в нанокompозитной матрице. Дефект создан заполнением нанокompозитом среднего ряда цилиндров. При расчете использовались параметры (2) для серебра: диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_0 = 5$, плазменная частота $\omega_p = 9 \text{ эВ}$, затухание $\gamma = 0.02 \text{ эВ}$. Для матрицы $\varepsilon_d = 4.16$, период структуры ФК $a = 160 \text{ нм}$, толщина пластинки 7 периодов, фактор заполнения, то есть доля нанокompозита для кристалла первого типа а $F = 0.28$. Диэлектрическая проницаемость ε_{mix} определяется формулой Максвелла-Гарнетта.

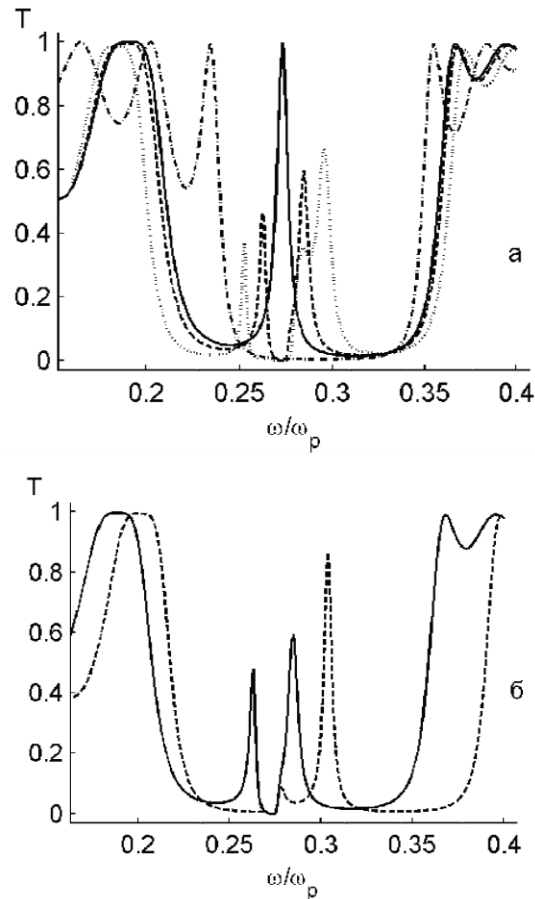


Рис. 1. Спектры пропускания РФК для различных значениях фактора f (а) и угла падения (б). На рисунке а для РФК без дефекта, $f=0$, (штрихпунктирная линия), с дефектом, $f=0$ (сплошная линия); расщепление дефектной моды для $f=0.005$ (штриховая линия), для $f=0.01$ (пунктирная линия). На рисунке б для фактора заполнения $f=0.005$, $\theta=0^\circ$ (сплошная линия), $\theta=40^\circ$ (пунктирная линия).

Характерная зависимость спектров пропускания от фактора заполнения наночастицами f и угла падения представлена на рисунке 1 для РФК а-типа. 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. Ширина ЗЗ также непрерывно увеличивается с ростом концентрации наночастиц в матрице (рис. 1а). С увеличением угла падения границы ЗЗ и положения пиков двух дефектных мод сдвигаются в высокочастотную область. Кроме того, заметно уменьшается интенсивность в максимуме низкочастотной моды, в то время как интенсивность высокочастотной моды растет (рис. 1б).

С увеличением угла падения границы запрещенной зоны 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 . Действительно, условие резонанса имеет вид $l\lambda = 2W_d\sqrt{n^2 - \sin^2\theta}$, где n – показатель преломления дефектного слоя, l – номер моды, а λ – ее длина волны.

Как выяснилось, спектры пропускания конечных идеальных РФК обоих типов практически не отличаются, если наряду с другими параметрами доля нанокompозита в них одинакова. На рисунке 2а иллюстрируется, для примера, такое совпадение спектров пропускания для случая, когда для кристаллов типа а и б соответствующие факторы $F=0.28$ и $F=0.72$, а доля наночастиц в нанокompозите $f=0$. Однако, спектры пропускания кристаллов с дефектами обоих типов, для которых $F=0.28$ и $F=0.72$, $f=0$ и неизменны прочие параметры, отличаются (рис. 2б). Из рисунка видно, что существенно отличаются частоты дефектных мод.

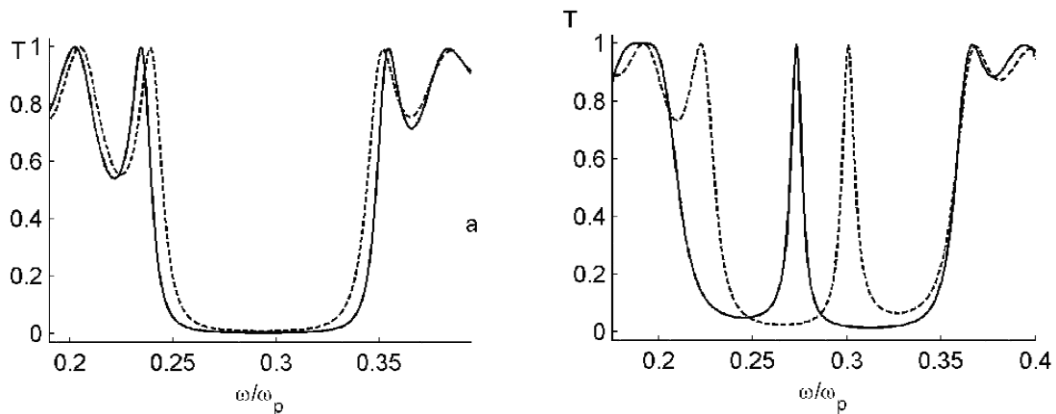
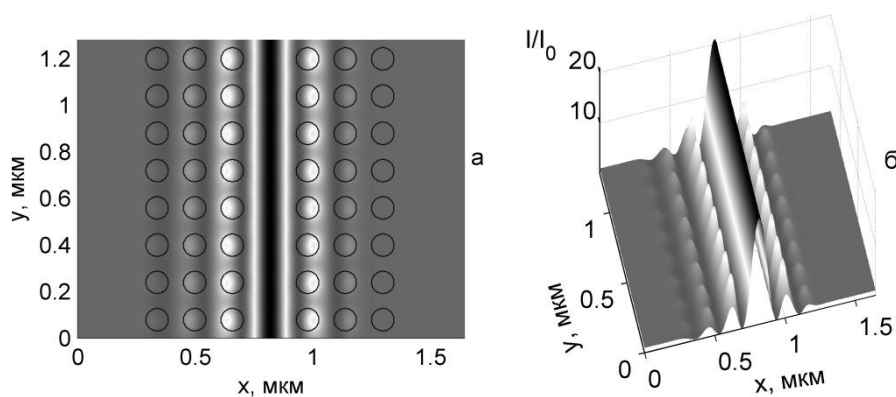


Рис. 2. Спектры пропускания кристаллов без дефекта (а) и кристаллов с линейным дефектом (б). Сплошная линия для кристаллов а-типа $F=0.28$, пунктирная линия для б-типа $F=0.72$. Фактор заполнения $f=0$.

Расчеты показывают, что поведение дефектных мод обоих типов РФК, при вариации угла падения и концентрации наночастиц в нанокompозите, подобно.

При рассмотрении пространственного распределения интенсивности поля получено, что для обеих мод поле локализовано в области дефекта, соизмеримой с длиной волны. Однако, распределения интенсивности электрического поля в РФК разных типов имеют качественные отличия: в кристаллах а-типа поле локализовано в нанокompозитных стержнях, с максимумом на дефекте (рисунок 3а,б), в кристаллах б-типа - в нанокompозитной матрице, с максимальным значением в междоузлиях вблизи линейного дефекта (рисунок 3в,г). Такая особенность распределения поля характерна для низко- и высокочастотных пиков расщепленной дефектной моды. Однако максимум интенсивности локализации высокочастотного пика при $f = 0.005$ уменьшается почти в 2.5 раза, по сравнению с максимумом на частоте дефектной моды, тогда как максимум интенсивности низкочастотного пика уменьшается не значительно.



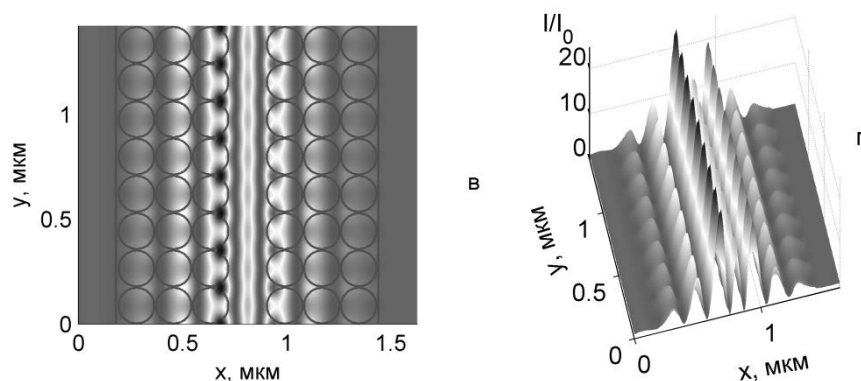


Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности поля в дефектных модах, $f=0$. На частоте дефектной моды ФК а-типа $F=0.28$, а) вид сверху, б) вид сбоку; на частоте дефектной моды ФК б-типа $F=0.72$, в) вид сверху, г) вид сбоку.

Использование металло-диэлектрических нанокомпозитов в качестве структурных элементов фотонных кристаллов позволяет расширить возможности создания новых фотонных кристаллов с заданными спектральными свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Sakoda "Optical properties of photonic crystals" Berlin: Springer, 2005.
2. С.Я. Ветров et al. // Оптика и спектроскопия. 2012. 112. № 3. С. 638.

Нелинейные эффекты в связанных магнонных кристаллах

М.А.Морозова, О.В.Матвеев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

olymatveev@gmail.com

Магнонные кристаллы (МК) – периодические структуры, в которых распространяющимися волнами являются магнитоэлектрические волны (МЭВ), представляют существенный научный и практический интерес применительно к управлению СВЧ сигналами. Наличие запрещенных зон в спектре МЭВ открывает широкие возможности по использованию МК в СВЧ фильтрах, линиях задержки, резонаторах и т.д.[1]. В нелинейном случае при увеличении входной мощности имеет место эффект “переключения” - периодическая структура начинает пропускать сигнал на частотах, лежащих внутри запрещенной зоны. Данная особенность позволяет рассматривать МК в качестве нелинейного фазовращателя и усилителя отношения сигнал/шум, а также приводит к формированию щелевых солитонов огибающих волн в запрещенной зоне МК [2]. Связь между двумя периодическими структурами является дополнительным управляющим параметром, что широко используется как в электронике СВЧ, так и в волоконной оптике [3-5]. При наличии связи в линейном случае происходит перекачка энергии между слоями структуры. В нелинейном случае имеет место эффект “подавление линейной перекачки” [6].

На основе метода связанных волн, в предположении, что потенциал электромагнитного поля вблизи запрещенной зоны представляет собой сумму прямых и встречных волн, была построена модель для описания распространения прямых объёмных магнитоэлектрических волн в структуре из двух связанных магнонных кристаллов МК 1 и МК 2 (см. рис. 1а). Полученная система представляет собой систему нелинейных уравнений Шредингера, описывающих эволюцию амплитуд огибающих прямых и встречных волн в связанной структуре с учетом линейной и нелинейной связи между ними. На основе численного решения системы показано следующее. Во-первых, в структуре с увеличением амплитуды входного сигнала происходит сдвиг запрещенных зон, причём запрещенная зона для быстрой моды волны ($T+$) сдвигается на большую величину с увеличением амплитуды входного сигнала, чем запрещенная зона для медленной моды ($T-$) (см. рис. 1 б,в).

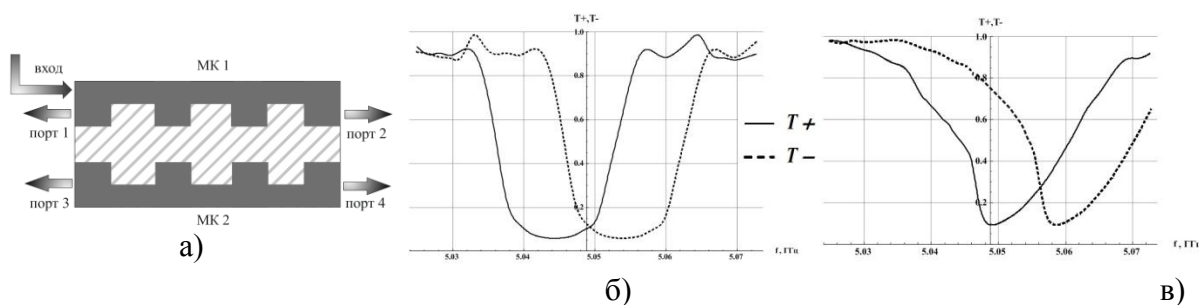


Рис. 1. (а) Схема структуры из двух связанных МК. (б,в) Зависимости коэффициента пропускания структуры от частоты входного сигнала при возбуждении быстрой моды волны $T+$ (пунктирная кривая) и медленной моды волны $T-$ (сплошная кривая) при различных значениях амплитуд входного сигнала: $A_{01} = 0.01$ (б); $A_{01} = 0.04$ (в)

Во-вторых, исследуемая структура имеет возможность нелинейного переключения между портами структуры, заключающаяся в том, что, в зависимости от амплитуды входного сигнала, большая часть мощности выходит через один из четырёх портов связанной структуры. На рис. 2 представлены передаточные характеристики

структуры связанных МК ($T_{1,2}$ – коэффициенты пропускания МК 1 и МК 2, $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения) и пространственно-временная эволюция амплитуд огибающих прямых (A_1, A_2) и встречных волн (B_1, B_2). Передаточные характеристики представляют собой нормированные мощности сигнала, выходящие из соответствующих портов: T_1 описывает мощность выходящую через порт 2 структуры, показанной на рис. 1а, T_2 – через порт 4, R_1 – через порт 1, R_2 – через порт 3. Из рис. 2а видно, что импульс малой входной амплитуды A_{01} (меньше точки переключения $A_{МК}$, т.е. $A_{01} < A_{МК}$) отражается, а импульс большой амплитуды ($A_{МК} < A_{01}$) проходит через связанные МК (см. рис. 2 б,в). Такая динамика аналогична случаю одиночного МК. При дальнейшем увеличении амплитуды связанные МК ведут себя аналогично связанным однородным плёнкам. Так, при входной амплитуде меньше точки переключения $A_{пл}$ ($A_{МК} < A_{01} < A_{пл}$) импульс выходит из МК 2, а больше точки переключения $A_{пл}$ ($A_{пл} < A_{01}$) выходит из МК 1 (см. рис. 2 г,д).

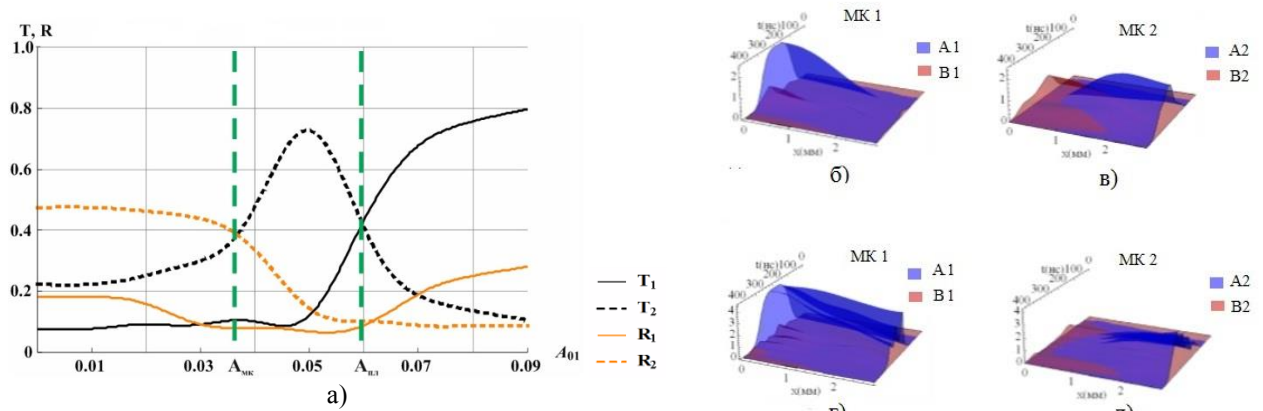


Рис. 2. (а) Передаточные характеристики структуры в зависимости от амплитуды входного сигнала A_{01} . (б,в) Пространственно-временная эволюция амплитуд огибающих волн при $A_{МК} < A_{01} < A_{пл}$. (г,д) Пространственно-временная эволюция амплитуд огибающих волн при $A_{пл} < A_{01}$.

Таким образом, в структуре связанных МК имеет место эффект «двойного нелинейного переключения» (существует две точки нелинейного переключения - значения входной амплитуды, в которых меняется характер распространения сигнала). Данная особенность даёт возможность использовать связанные МК для осуществления ряда операций по функциональной обработке нелинейных СВЧ сигналов. Например, линия передачи на основе связанных МК может функционировать как нелинейный направленный ответвитель, в котором в зависимости от входной мощности импульс выйдет через один из четырёх портов связанной структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Nikitov, Ph. Tailhadesand, C.S.Tsai // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2001. V. 236. No. 3. P. 320-330.
2. S.E. Sheshukova et al.// Phys. Wave Phenom. 2013. V. 21. No. 4. P. 304-309.
3. R. Kashyap Fiber Bragg Gratings. - San Diego: Acad. Press, 1999.
4. G.P. Agrawal Applications of nonlinear optics. - San Diego: Acad. Press, 2001.
5. S.S. Orlov, A. Yariv, S. van Essen // Optics Letters. 1997. V. 22. No 10. P.688-690
6. Е. Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 1. С. 76-82

Туннелирование чирпированных импульсов в запрещенной полосе фотонного кристалла

В.Ф. Марченко, П.Ю. Шестаков

Московский Государственный Университет, Физический факультет
iveage@gmail.com

Одномерный фотонный кристалл представляет собой плоско-периодическую двухслойную структуру, характеризующуюся сильной частотной дисперсией в окрестностях запрещенных полос. Для структуры с малым контрастом диэлектрических проницаемостей соседних слоев $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 \ll 1$, изменение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$ задавалось выражением $\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos Kz$, $K = 2\pi/d$. В этом случае зависимость волнового числа в окрестности первой запрещенной полосы выражается в виде $k(\omega) = \pi/d \pm q$, где $q = \sqrt{\delta^2 - \kappa^2}$ характеризует затухание поля внутри запрещенной полосы, $\delta = \omega/c \cdot \sqrt{\varepsilon} - \pi/d$ - отстройка от брэгговского резонанса, $\kappa = \Delta\varepsilon\pi/4d\varepsilon_0$ - определяет связь прямой и обратной волны (Рис. 1). Выбирая соответствующую ветвь дисперсионной кривой можно осуществить сжатие импульса линейно-модулированного светового импульса. Эффективность сжатия определяется параметром $\partial^2 k / \partial \omega^2 \approx 1/v_{gp} = \partial^2 q / \partial \delta^2$ (v_{gp} - групповая скорость в однородной среде), который на 1,5-2 порядка больше, чем в кварцевом волоконном световоде. При этом происходит замедление импульса скорость, которого вблизи граничных частот запрещенной полосы определяется зависимостью $V_G = \pm v_g \sqrt{1 - \kappa^2 / \delta^2}$ [1].

Область сильной дисперсии, определяемой геометрией структуры является узкой, поэтому для коротких импульсов часть спектральных компонент могут оказаться в запрещенной полосе, в которой $k(\omega) = \pi/d \pm q$, ($|\delta| < \kappa$). Это приведет к искажению исходного профиля импульса. Представляет интерес более общий случай – туннелирование чирпированных импульсов при различных соотношениях спектральных полос падающего импульса и запрещенной полосы. Так как в процессе туннелирования падающий импульс испытывает экспоненциальное затухание имеет смысл использовать кристалл небольших размеров для определения структуры профиля импульса.

В работе рассматривается туннелирование импульсов гауссовой формы. Если амплитуда кристалла имеет вид

$$A(0, t) = A_{10} \exp\left(\frac{t^2}{\tau_0} + i\omega_0 t + i\alpha t^2\right), \quad (1)$$

то спектр такого импульса выражается формулой

$$S(\omega) = \frac{A_\omega}{\sqrt[4]{1 + (\alpha t^2)^2}} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2 \tau^4}{4(1 + \alpha^2 t^4)} + i\frac{1}{2} \frac{\alpha \tau^4 (\omega - \omega_0)^2}{1 + \alpha^2 t^4}\right) \quad (2)$$

ω_0 - несущая частота, 2τ - длительность импульса, α - параметр линейной модуляции. Наличие фазовой модуляции $\alpha \neq 0$ приводит к тому, что во-первых

расширяется модуль спектра в $\sqrt{1+(\alpha t^2)^2}$ раз, во-вторых появляется фазовая модуляция спектральных компонент.

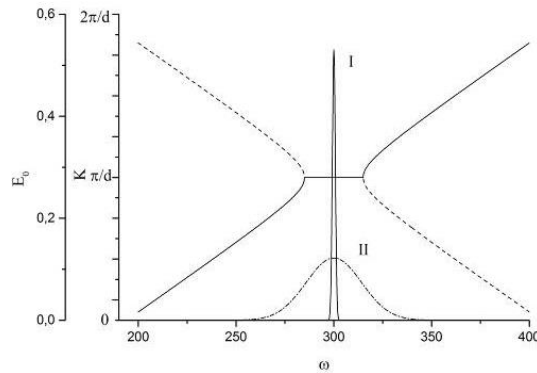


Рис. 1 Кривые дисперсии для прямой (сплошная кривая) и обратной волны (пунктирная кривая). Спектр падающего импульса: I – нечирпированный импульс, II – чирпированный импульс.

Решая с помощью спектрального метода систему нестационарных уравнений для связанных волн определим полное поле вне и внутри фотонного кристалла конечной толщины. Например, поле на выходе из структуры определяет интеграл:

$$E_{\text{прот}}(t) = \int S(\omega) T(\omega, l) e^{i\omega t} d\omega \quad (3)$$

где l - длина кристалла, $T(\omega, l)$ - коэффициент прохождения, который определяется

$$T(\omega, l) = \frac{q}{q \operatorname{ch}(ql) - i\delta \operatorname{sh}(ql)} = |T| \exp(i\psi_T) \quad (4)$$

Чистое туннелирование имеет место при условии $\Delta\omega_{\text{имн}} \ll \Delta\omega_{\text{бр}}$ и $\omega_0 = \omega_{\text{бр}}$. В этом случае форма импульса сохраняется, его амплитуда затухает и происходит временной сдвиг, который пропорционален групповой задержке $\Delta t_{\text{зад}}$. При увеличении величины фотонного барьера $\Delta t_{\text{зад}}$ насыщается на уровне значений пропорциональном нескольким периодам несущей. В этих условиях пространственный размер импульса, существенно превосходит размер фотонного кристалла и реализуется условие квазистатичности, т.е. фотонный кристалл ведет себя как сосредоточенный элемент. Таким образом, время задержки не является временем распространения импульса, и нет физических оснований вводить групповую скорость. Величина $\Delta t_{\text{зад}}$ пропорциональна запасенной средней запасенной энергии в системе и концентрируется в слое $\sim 1/\kappa$ [3].

При увеличении параметра α происходит уширение спектра входного импульса $\Delta\omega_{\text{имн}}$, который, оказывается, соизмерим или больше $\Delta\omega_{\text{бр}}$. В этом случае появляется искажения импульса на выходе, кроме того, задержка центра тяжести растет с увеличением толщины кристалла. В конечном счете, импульс распадается на два, бегущих с различной скоростью (Рис 2.А). Характер туннелирования не зависит от знака фазовой модуляции. Важно подчеркнуть, что при малых значениях κl замедление импульса после туннелирования меньше, чем в области сильной дисперсии вне запрещенной зоны.

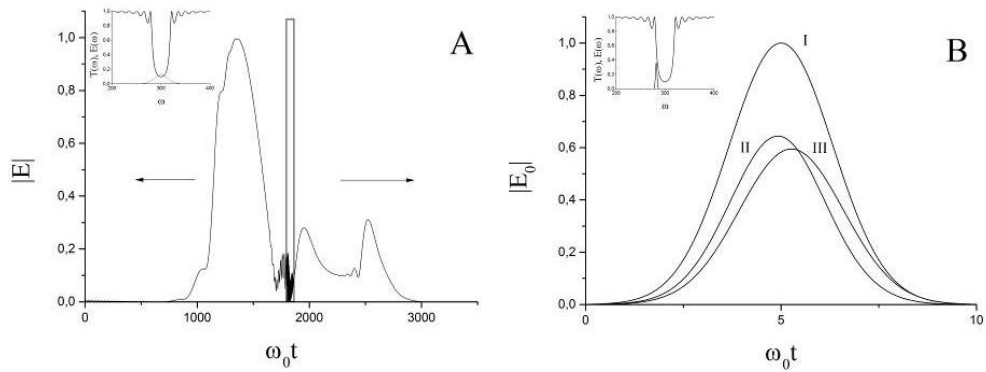


Рис. 2 А. Полное поле для отраженного, прошедшего импульсов $\alpha = 5 \cdot 10^{-5}$. Прошедший импульс распадается на два импульса; В. I –Падающий импульс, II – чирпированный импульс $\alpha = 6 \cdot 10^{-5}$, III – нечирпированный. Модулированный импульс сжат.

При несимметричном расположении спектра входного импульса относительно $\Delta\omega_{\text{бр}}$ ($\omega_0 \neq \omega_{\text{бр}}$), величина задержки для чирпированных импульсов может уменьшаться за счет вклада фазовой модуляции спектральных компонент импульса (Рис 3). Здесь возможны режимы, при которых скорость чирпированного импульса оказывается больше, чем в случае $\alpha \neq 0$.

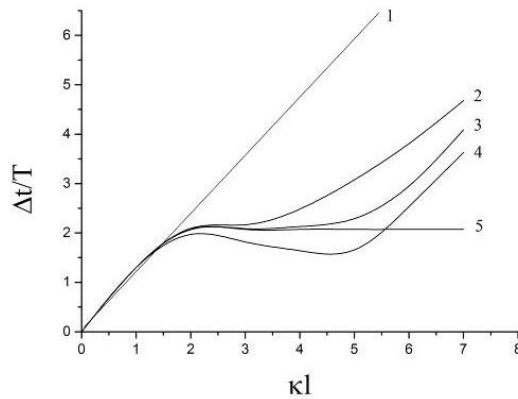


Рис. 3 Кривые задержки при различных параметрах импульса: 1 – однородная среда; 2 - $\Delta\omega_{\text{имп}} \ll \Delta\omega_{\text{бр}}$, $\alpha = 0$; 3 - $\Delta\omega_{\text{имп}} \approx \Delta\omega_{\text{бр}}$, $\alpha = 0$; 4 - $\Delta\omega_{\text{имп}} \ll \Delta\omega_{\text{бр}}$, $\alpha \neq 0$; 5 - $\Delta\omega_{\text{имп}} \ll \Delta\omega_{\text{бр}}$, $\alpha = 0$.

Как упоминалось выше, около границ запрещенной зоны имеются области с сильной дисперсией. При этом $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$ имеет разные знаки на низкочастотной и высокочастотной границах. Располагая спектр импульса у границ запрещенной полосы, и выбирая знак параметра фазовой модуляции таким образом, что бы он был противоположен знаку k_2 можно добиться сжатия импульса без искажения его формы .

ЛИТЕРАТУРА

1. Kivshar, Yu.S., Agrawal, G.P. Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals, Academic Press, chapter 5 (2003).
2. Agrawal, G.P. Fiber-Optic Communication Systems, 3-rd ed., Wiley Interscience, 2002.
3. Winful, H.G., Phys. Rev. Lett. 90 (023901), 1 -4 (2003).

Спектральные свойства одномерного фотонного кристалла с анизотропным дефектным слоем нанокompозита

С.Я. Ветров^{1,2}, П.С. Панкин¹, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

pankin.nanotech@mail.ru

Важным свойством фотонных кристаллов (ФК) является локализация электромагнитных волн на дефектах структуры. В этом случае в запрещенной зоне (ЗЗ) ФК появляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным дефектным модам. На основе ФК с дефектными модами созданы новые типы фотоннокристаллических волноводов, нанорезонаторы с высокой добротностью и низкопороговые лазеры, предложены способы повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [1].

1.1.1. Новые способы управления светом возникают, если в качестве дефектного слоя в одномерном ФК использовать изотропный [2] или анизотропный [3] слой нанокompозита (НК), состоящий из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений сферической, или ориентационно-упорядоченных включений сфероидальной формы.

1.1.2. Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, с резонансным дефектным слоем нанокompозита. Дефектный НК-слой толщиной $W_d = 130$ нм состоит из серебряных наночастиц в форме эллипсоидов вращения, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с диэлектрической проницаемостью (ДП) $\varepsilon_d = 2.56$. Полярная ось наносфероидов ориентирована параллельно оптической оси НК. В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой двуокиси циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 4.16$ и двуокиси кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 2.10$. Толщины слоев равны соответственно $W_a = 50$ нм и $W_b = 74$ нм. ФК-структура помещена в среду (воздух) с ДП равной единице и состоит из $N = 19$ слоев, включая дефектный слой в центре симметрии структуры.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита, со свойствами одноосного вещества, в главных осях представляется в виде диагонального тензора с компонентами $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\parallel}$ и $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$. Диэлектрические проницаемости ε_{\perp} , ε_{\parallel} определяются формулой Максвелла-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные металлические включения малой объемной доли [3]:

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

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. Факторы деполяризации $L_{\perp,\parallel}$ в (1) зависят от отношения длин полярной c и экваториальной a полуосей эллипсоида вращения, а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль оси вращения сфероида, фактор L_{\parallel} определяется выражением

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

и для поля, направленного перпендикулярно к оси вращения сфероида,

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

где $\xi = c/a$. Случай $\xi < 1$ соответствует сплюснутому сфероиду, $\xi > 1$ – вытянутому сфероиду. Случай $\xi = 1$, для которого $L_{\perp} = L_{\parallel} = 1/3$ и $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel}$, 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 серебра $\varepsilon_0=5$, $\omega_p=9$ эВ, $\gamma=0,02$ эВ.

На рис.1 приведены резонансные частотные зависимости вещественной и мнимой частей эффективных ДП анизотропной нанокомпозитной 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 ДП ε_{\perp} и ε_{\parallel} приводит к зависимости оптических свойств нанокомпозита от поляризации падающей волны.

Для расчета прохождения плоской световой волны s- и p-поляризации, использовался метод трансфер-матрицы. 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.

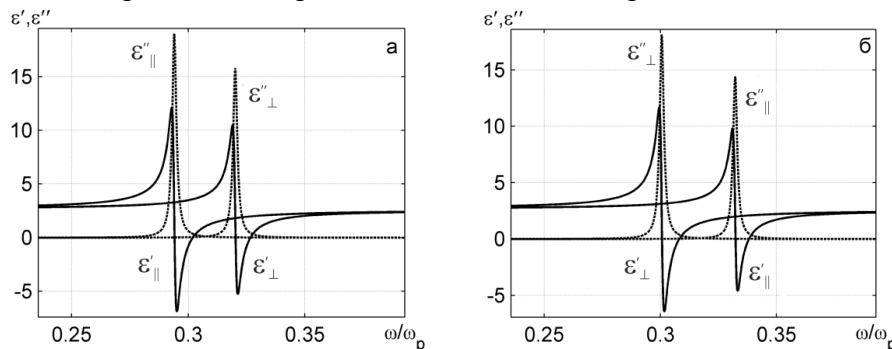


Рис.1. Частотные зависимости действительных (ε'_{\parallel} , ε'_{\perp}) и мнимых ($\varepsilon''_{\parallel}$, ε''_{\perp}) частей эффективной диэлектрической проницаемости НК. Параметр $\xi = 1.2$ (а), $\xi = 0.8$ (б), $f = 0.02$

Для исследуемой структуры проявляется расщепление дефектной моды в (33), которое подобно расщеплению частоты двух связанных осцилляторов и происходит при близких значениях частоты дефектной моды с резонансными частотами нанокомпозита [2].

На рисунке 2 показана зависимость от формы наночастиц положений максимумов пиков пропускания, соответствующих дефектным модам в запрещенной зоне спектра

пропускания для исследуемой структуры при нормальном падении света. Из рисунка видно, что при близких значениях частоты дефектной моды с резонансными частотами нанокompозита, каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны в ЗЗ спектра пропускания отвечает свое расщепление дефектных мод, зависящее от параметра ζ . Видно, что расщепление увеличивается с ростом степени сплюснутости или вытянутости эллипсоидальной формы наночастиц. При заданной форме наночастиц спектр пропускания и расщепление существенно зависят от поляризации падающей волны. Минимальное расщепление дефектной моды находится вблизи совпадения резонансных частот НК и ФК.

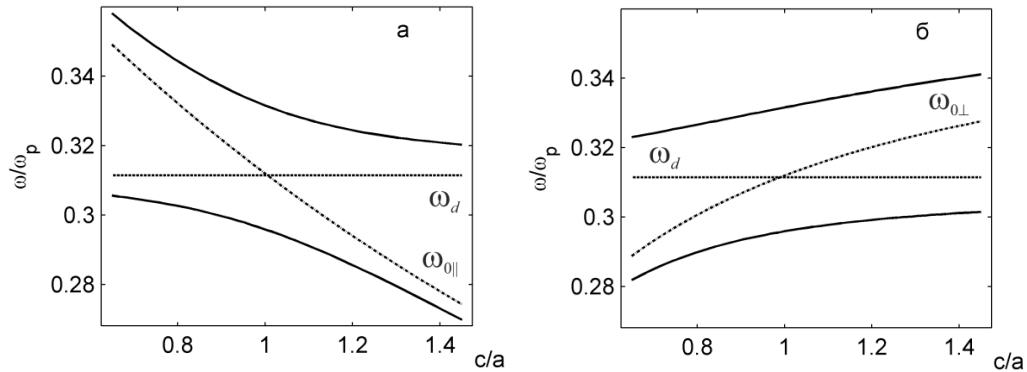


Рис.2. Зависимость от формы наночастиц положений максимумов пиков пропускания (сплошные линии). Пунктиром и штрихпунктиром обозначены соответственно частота дефектной моды ФК и резонансная частота НК. Для параллельной (а) и перпендикулярной (б) (относительно оптической оси НК) поляризации света. Параметр $f = 0.02$, $\theta = 0^\circ$

Расщепление также растет с ростом концентрации сфероидов в нанокompозите для обеих поляризаций света, и например при объемной доле наночастиц равной 0.06 достигает 100 нм.

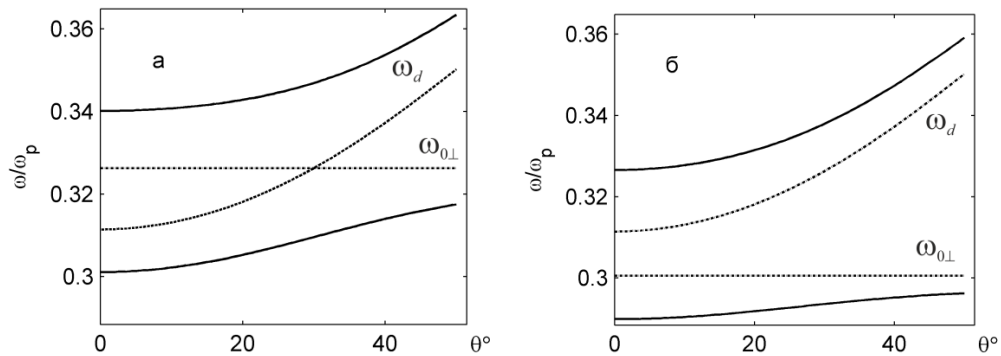


Рис.3. Зависимость от угла падения s-поляризованного света положений максимумов пиков пропускания (сплошные линии). Пунктиром и штрихпунктиром обозначены соответственно частота дефектной моды ФК и резонансная частота НК. Параметр $\zeta = 1.4$ (а), $\zeta = 0.8$ (б), $f = 0.02$

На рисунке 3 приведена зависимость от угла падения s-поляризованного света положений максимумов пиков пропускания, соответствующих дефектным модам. Из рисунка видно, что при увеличении угла падения происходит сдвиг дефектных мод как для вытянутых (рис.3а), так и для сплюснутых (рис. 3б) наночастиц. Положение дефектных мод в ЗЗ ФК-структуры смещается в сторону коротких длин волн. Такое их поведение может быть наглядно интерпретировано, если представить дефектную моду в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от зеркал резонатора,

образуемого нанодефектом с толщиной, соответствующей собственной моде резонатора. Действительно, условие резонанса $\lambda = 2W_d \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}$, где n - показатель преломления дефектного слоя, θ – угол падения света, показывает, что с ростом угла падения волновое число дефектной моды уменьшается, что и наблюдается при численном моделировании. Из рисунка 3 также видно, что минимальное расщепление находится вблизи совпадения резонансных частот НК и ФК.

Зависимость спектров пропускания рассматриваемой структуры от длины волны падающего излучения, формы наночастиц, угла падения света и концентрации наносфероидов в НК может быть использована для управления и разделения излучения по длине волны и поляризации. Так как каждой из двух взаимно ортогональных поляризаций падающего на такую структуру света отвечает свое расщепление дефектной моды, то при падении неполяризованного белого света на такую структуру мы получим четыре узких спектральных полосы линейно поляризованного света (рис.4) на длинах волн, соответствующих дефектным модам в ЗЗ спектра пропускания.

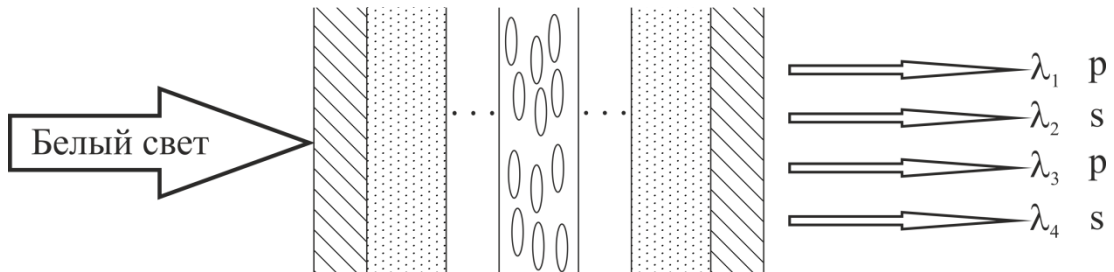


Рис.4. Схематическое представление селективного поляризатора света, падающего на фотонно-кристаллическую структуру с дефектом из оптически анизотропного нанокompозита

Также была решена задача расчета угловой и частотной зависимости спектров пропускания для сплюснутых и вытянутых сфероидальных наночастиц. Выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания фотонного кристалла, которые обусловлены, прежде всего резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита и ее существенной зависимостью от объемной доли наночастиц в дефектном слое. Была рассчитана величина расщепления дефектной моды в зависимости от формы наночастиц, их концентрации в НК и угла падения падающего света.

Работа выполнена при поддержке грантов: Президиума РАН N 24.29, 24.31; ОФН РАН N III.9.5; СО РАН N 43 и 101; Российского фонда фундаментальных исследований N 14-02-31248 и совместного проекта Министерства науки и технологии Тайваня и СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Joannopoulos J. D et al. "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light" Princeton: Princeton University Press, 2008.
2. С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В. Тимофеев // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. № 5(11). С. 871.
3. С.Г Моисеев, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 6. С. 557.

Поверхностные электромагнитные волны на границе слоистой структуры и нанокompозита

С.Я. Ветров^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}, Р.Г. Бикбаев¹

¹Сибирский Федеральный университет 660074, Красноярск, Россия

²Институт Физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук 660036, Красноярск, Россия

rashid-bikbaev@mail.ru

В последние годы интенсивно исследуются поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) на поверхности между двумя фотонными кристаллами, а также на границе ФК и изотропной среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью (ДП) $\varepsilon < 0$ [1]. ПЭВ 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 в исследовании поверхностей в видимом и инфракрасном диапазонах. Новые возможности управления светом представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурированных металл – диэлектрических ФК [2].

В данной работе представлены результаты расчета спектров ПЭВ на границе одномерного ФК и нанокompозита, состоящего из металлических наночастиц взвешенных в прозрачной матрице и характеризующегося резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью ε_{mix} [3], тогда как оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Положение резонанса, который лежит в видимой области света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц.

В соответствии с моделью Максвелла-Гарнетта выражение для эффективной ДП имеет вид [4]

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

где f – фактор заполнения, то есть, доля металлических сферических наночастиц в матрице, ε_d и $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω – частота излучения.

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.

Дисперсионное уравнение для ПЭВ ТМ-типа на границе полубесконечных ФК и нанокompозита имеет вид [5]

$$(\varepsilon_{mix}^2 q_1^2 + \alpha^2 \varepsilon_1^2 F^2) \cos(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2) + F(\varepsilon_{mix}^2 q_1^2 + \alpha^2 \varepsilon_1^2) \sin(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) \dots$$

$$+ (1 - F^2) \varepsilon_{mix} \varepsilon_1 \alpha q_1 \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2) = 0,$$

$$F = q_1 \varepsilon_2 / q_2 \varepsilon_2, \quad (3)$$

где ε_1 , ε_2 и d_1 , d_2 соответственно диэлектрические проницаемости и толщины чередующихся слоев фотонного кристалла,

$$\alpha = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon_{mix}}{c^2}}, \quad (4)$$

$$q_i = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_{mix i}}{c^2} - k^2}, \quad i = 1, 2, \quad (5)$$

здесь k – проекция волнового вектора на границе раздела сред, ω – частота излучения, c – скорость света.

Дисперсионную зависимость между ω, k и блоховским волновым числом K неограниченной слоистой среды дает уравнение:

$$\cosh(Kd) = \cos(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) - 1/2(F + F^{-1}) \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2), \quad (6)$$

где период решетки $d = d_1 + d_2$.

Дисперсионные уравнения решались численно без учета потерь. Для иллюстрации приведены результаты расчета для слоистой среды из двуокиси циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = 4,16$ и двуокиси кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 = 2,10$. Толщины слоев соответственно $d_1 = 50$ нм и $d_2 = 74$ нм. Диэлектрический слой нанокompозита 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 рисунке 1 представлена зонная структура спектра для электромагнитных волн ТМ типа и дисперсионная зависимость ПЭВ в запрещенной зоне объемного спектра.

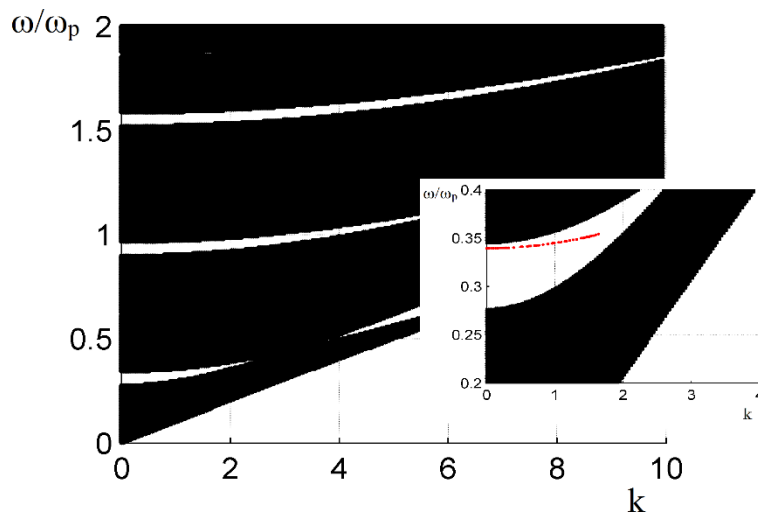


Рис. 1. Зонная структура объемных мод в плоскости ωk , ω – нормирована на плазменную частоту, k – в единицах $1/L$. Сплошная заливка соответствует разрешенным зонам. На вставке приведена дисперсионная зависимость ПЭВ с частотами в запрещенной зоне. Фактор заполнения $f = 0.2$

Поверхностная мода с частотой, совпадающей с предельной частотой ПЭВ ($k=0$) ранее была выявлена в спектре пропускания при нормальном падении света на ФК ограниченный слоем нанокompозита (рис.2) [6].

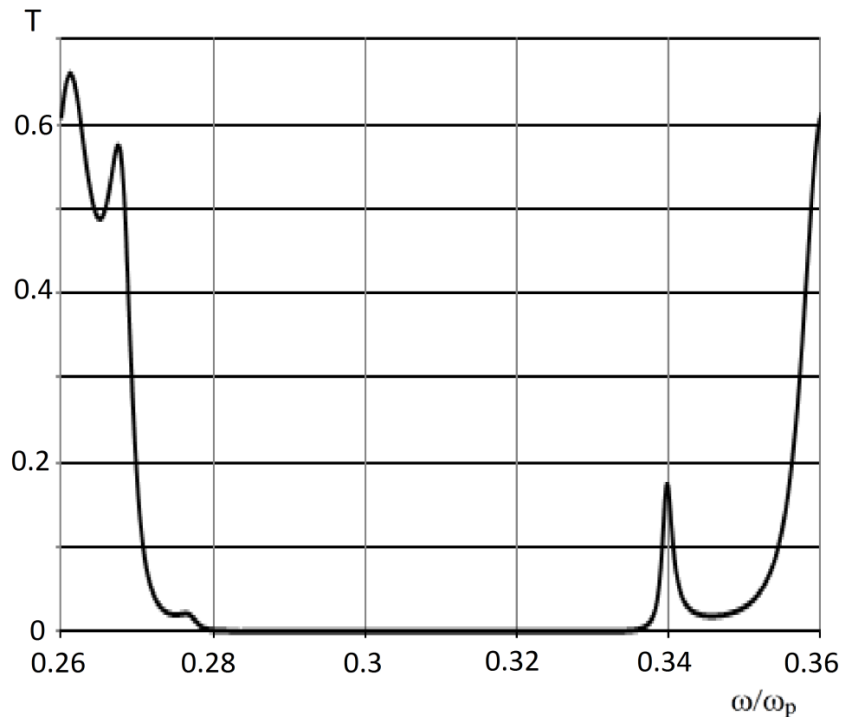


Рис. 2. Коэффициент пропускания как функция частоты при нормальном падении света на ФК, сопряженного со слоем нанокompозита. Толщина слоя нанокompозита 150 нм, фактор заполнения $f=0.2$

Из рисунка 2 видно, что вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны фотонного кристалла возникает полоса пропускания, соответствующая оптическому таммовскому состоянию, локализованному на границе фотонного кристалла, сопряженного с пленкой нанокompозита. Найденное поверхностное состояние существует лишь в узком частотном интервале, в котором нанокompозит подобен металлу. Диэлектрическая проницаемость нанокompозита соответствующая частоте поверхностной моды $\epsilon_{\text{mix}} = -0.8996 + 0.0882i$. В заключение отметим, что положения частот ПЭВ в запрещенной зоне ФК чувствительны к изменению объемной доли наночастиц в нанокompозите.

Работа выполнена при поддержке грантов: Президиума РАН N 24.29, 24.31; ОФН РАН N III.9.5; СО РАН N 43 и 101; Российского фонда фундаментальных исследований N 14-02-31248 и совместного проекта Министерства науки и технологии Тайваня и СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Виноградов и др. // УФН.2010.Т 180. №3.
2. С.Я. Ветров и др. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140, В. 5. С. 871-878.
3. А.Н. Ораевский и др. // Письма в ЖЭТФ. 2000.Т 72. В 9.С. 641.
4. J.C. Maxwell-Garnett // Philos. Trans. Roy. 1904. V. 203. P. 385.
5. Hang Shi. // Solid State Comm. 1984. V. 52. No. 12. P. 953-954.
6. С.Я. Ветров и др. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. В. 6. С. 1129-1139.

Оптические свойства аппроксимантов 1D и 2D структур квазикристаллического типа

Ю.В. Рыжикова, П.В. Короленко, П.А. Логачев
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра оптики и спектроскопии
ryzhikovaju@rambler.ru

В настоящее время большое внимание уделяется разработке методов оптической диагностики качества сложных оптических элементов, при создании которых используются модели квазикристаллических структур [1-2]. Ранее сообщалось [2] о перспективности метода, основанного на паттерном анализе свойств зондирующего светового или рентгеновского излучения. Путем регистрации паттернов – отдельных элементов, характерных для скейлинговых характеристик излучения – появляется возможность идентифицировать оптические системы с определенным типом симметрии и определять степень структурных нарушений. Однако в указанной работе не был затронут вопрос о влиянии на формирование паттернов и их форму аппроксимантов, присутствующих в структуре квазикристаллических объектов.

Аппроксиманты структур квазикристаллического типа занимают промежуточное положение между периодическими и аperiodическими системами [3-4]. Их изучение представляет как общенаучный, так и практический интерес [1, 4-5].

Целью работы является анализ возможности идентификации такого рода структур (в том числе их аппроксимантов [3]) на основе регистрации локальных паттернов в полях зондирующих пучков, а также проведение оценки присутствующих в них структурных дефектов.

В качестве исследуемых объектов рассматривались 1D – 2D аperiodические решетки, 1D фотонные кристаллы, многослойные системы с метаматериалами и их аппроксиманты разного порядка [2-3, 6]. Они строились с использованием свойств числовых последовательностей Фибоначчи, Морса-Туэ, двойного периода и Кантора [1-2]. Эти последовательности могут быть представлены в виде чередующихся в определенном порядке нулей и единиц $\{0,1\}$. При построении многослойных систем нулевому элементу ставится в соответствие слой с низким показателем преломления, а единичному – с высоким. 2D структуры формировались на основе различных матричных преобразований [7].

В данной работе проводилось определение структурных особенностей аperiodических объектов и их аппроксимантов на основе паттерного анализа скейлинговых оптических характеристик [2], а также исследование устойчивости выделенных паттернов к изменениям условий освещения и к наличию структурных дефектов.

На основе численного моделирования анализировались картины дифракции и интерференции световых пучков на 1D и 2D объектах и их аппроксимантах. Было установлено, что внутренняя симметрия самоподобия в рассматриваемых квазикристаллических структурах приводит к наличию фрактальных фрагментов (паттернов) в распределении амплитуды поля зондирующего излучения.

Рис. 1 иллюстрирует скейлинг в фурье-образе 1D решетки Фибоначчи и ее аппроксиманте с характерной ячейкой $P = 0101101011011011011$ (0 – свободные вакансии, 1 – рассеивающие центры). Фурье-образ однозначно определяет спектр пропускания 1D фотонного кристалла и картину дифракции на одномерной решетке. Коэффициенты скейлинга ζ в фурье-образе определялись отношением самоподобных

элементов в его структуре, например, $\zeta = bc/ab \approx 1.6$. В частности, расчеты показали, что форма паттерных образований и их геометрические параметры для систем Фибоначчи и их аппроксимантов разного порядка близки между собой.

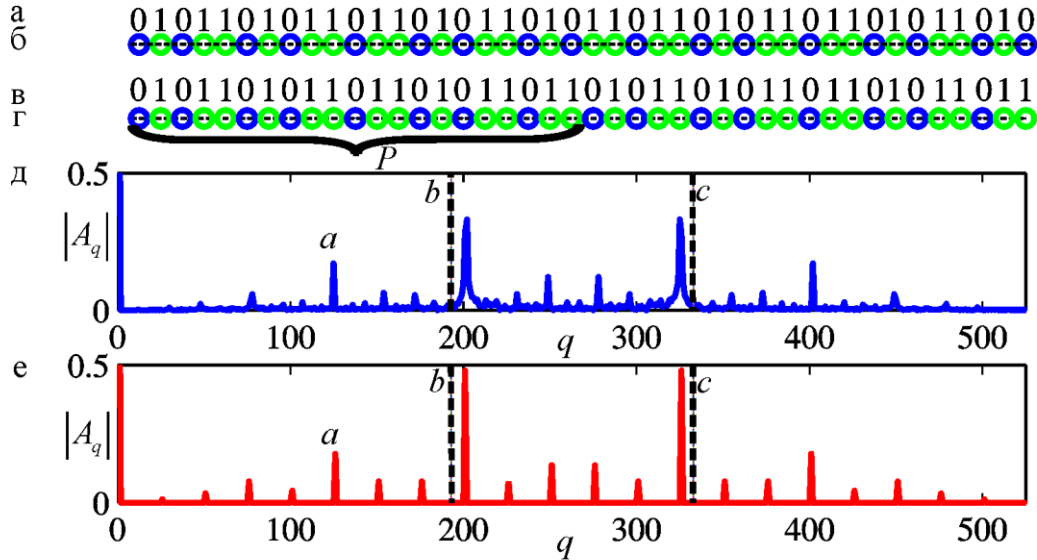


Рис. 1. Скейлинг в фурье-образе 1D решетки Фибоначчи и ее аппроксиманте. Фрагменты числовой последовательности Фибоначчи (а) и ее аппроксиманта S_P с элементарной ячейкой P (в); фрагменты структур решетки Фибоначчи (б) и ее аппроксиманта S_P (г); распределение амплитуды A_q в поле дифракции волны (q – пространственная частота) на решетке Фибоначчи (д) и ее аппроксиманте S_P (е). В качестве локальных паттернов выбрана система пиков на интервале bc .

При внесении дефектов в анализируемые структуры, посредством процедуры рандомизации положения их элементов, наблюдалась весьма высокая устойчивость формы локальных паттернов, регистрируемых в оптических характеристиках зондирующего излучения. Так, на рис. 2 представлена усредненная по ряду реализаций зависимость коэффициента взаимной корреляции K распределения амплитуды светового поля A_q в возмущенных и невозмущенных паттернах от среднего числа замен элементов рассматриваемых структур Фибоначчи для $N = 62$ реализаций. Стандартное отклонение значащих точек на рис. 2 не превышало 6%. Вероятность \tilde{P} события, состоящего в изменении значения элемента решетки $0 \rightarrow 1$ или $1 \rightarrow 0$, принималась равной $\tilde{P} = 0.5$.

Оценка структурного соответствия паттернов в оптических характеристиках исследуемых структур (в том числе их аппроксимантов) производилась на основе определения коэффициентов скейлинга ζ , кластерной фрактальной размерности и корреляционного анализа [2, 7]. Разработанные алгоритмы расчетов успешно распространены на системы иного типа [8-9] и согласуются с известными литературными данными.

В настоящей работе установлена высокая степень устойчивости паттернов в оптических характеристиках аперидических объектов, отличающихся как физической природой, так и геометрическими параметрами к изменению условий освещения и внесению структурных дефектов. Показано, что, несмотря на значительные внешние

различия, структуры, принадлежащие к одному классу симметрии, характеризуются одинаковыми скейлинговыми параметрами.

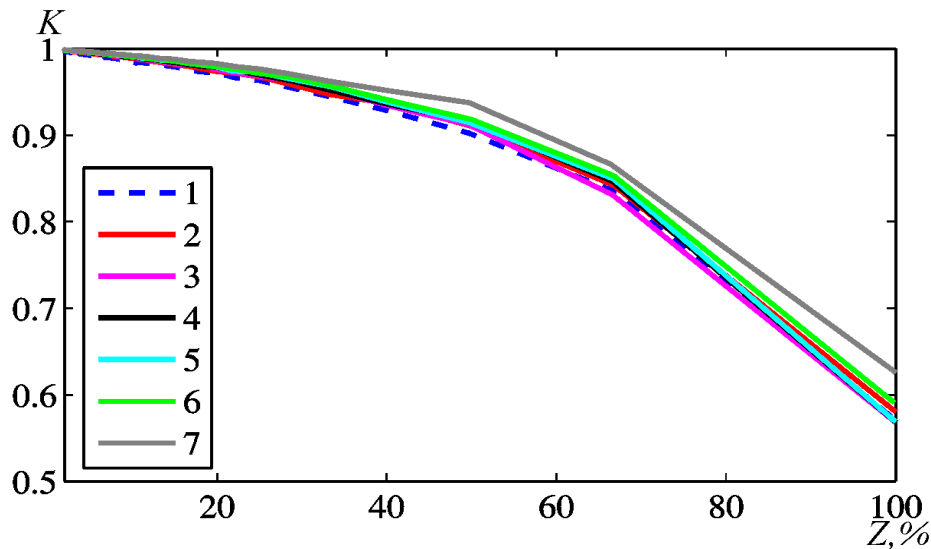


Рис. 2. Средние значения коэффициента взаимной корреляции K распределения амплитуды поля в возмущенных и невозмущенных паттернах 1D решетки Фибоначчи и ее аппроксимантов от степени их рандомизации Z : 1 – структура Фибоначчи; 2 – 7 – аппроксиманты с разной длиной элементарных ячеек: 2 – 1010110110101101011010110101101011010110101101011010110101101, 3 – 0101101011011010110101101011011, 4 – 010110101101101011011, 5 – 0101101011011, 6 – 01011011, 7 – 10101.

Проведенное исследование указывает на возможность использования паттерного анализа для устойчивой идентификации структур квазикристаллического типа, представляющих собой аппроксиманты разных порядков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00461 а).

ЛИТЕРАТУРА

1. L.D. Negro “Optics of Aperiodic Structures – Fundamentals and Device Applications”. CRC Press Taylor & Francis Group, 2014.
2. P.V. Korolenko, S.B. Ryzhikov, Yu.V. Ryzhikova // Physics of Wave Phenomena. 2013. V. 21(4). P. 256.
3. М.А. Фаддеев // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Физика твердого тела. 2001. №1. С. 44.
4. П.Н. Дьяченко, Ю.В. Микляев // Компьютерная оптика. 2006. №30. С. 23.
5. П.Д. Дерлугян и др. // Современные наукоемкие технологии. 2013. №9. С. 86.
6. F.F. de Medeiros, E.L. Albuquerque, M.S. Vasconcelos // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V.18. P. 8737.
7. А.М. Зотов, Е.Г. Ким, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова // Электромагнитные волны и электронные системы. 2013. Т.18. №12. С. 10.
8. Ж.О. Домбровская, Г.В. Белокопытов, А.Н. Боголюбов // Учен. зап. физ. факта. Моск. ун-та. 2013. №5. 135055.
9. H. Daninthe, S. Foteinopoulou, C.M. Soukoulis // Photonics Nanostruct. Fundam. Appl. 2006. V. 4. P. 123.

Влияние статистической вариации размеров частиц на свойства метаплёнки

Г.В. Белокопытов¹, Ю.Е. Терехов¹, Р.Ю. Ткаченко¹, А.В. Журавлев¹, В.А. Чистяев²,
В.Н.Семененко²

¹Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

²Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН
gvb@phys.msu.ru, terekhov@physics.msu.ru

Метаматериалы, композитные структуры, состоящие из периодически расположенных субволновых резонаторов, и их двумерные аналоги – метаплёнки, являются перспективными объектами для создания новых устройств и материалов в различных диапазонах электромагнитного спектра [1, 2]. При изготовлении метаматериалов не всегда удаётся добиться идентичности в размерах всех частиц, что приводит к некоторому искажению электромагнитного отклика, по сравнению с ожидаемым. В связи с этим представляет интерес исследование и учёт влияния статистического разброса размеров части, составляющих метаплёнку, на её электродинамические свойства, что и было проделано в настоящей работе.

Для экспериментов было изготовлено три образца. В качестве подложки использовался лист экструзивного пенополистирола (Пеноплэкс) толщиной 2 см и площадью 20×20 см². Относительная диэлектрическая проницаемость пенополистирола составляет $\epsilon' \approx 1,03$ в исследуемом диапазоне 3-24 ГГц.

Сферические частицы из керамики изготавливались известным методом выкатывания [3]. Полученные частицы имели небольшие различия в диаметрах, а также отклонение от идеальной сферичности. Измерения диаметров частиц для взятой случайно выборки из 40 шариков показали, что их средний диаметр составлял $\bar{d} = 1,39$ мм, а дисперсия $\sigma^2 = 0,029$ мм² (стандартное отклонение $\pm 0,17$ мм).

Материалом для изготовления сферических частиц служила необожжённая керамика ВаTiO₃, между зёрнами которой имелась органическая связка, вследствие чего диэлектрическая проницаемость была несколько ниже проницаемости материала в кристаллической фазе. В исследуемом микроволновом диапазоне сегнетоэлектрическая керамика имела относительную диэлектрическую проницаемость $\epsilon' = 500 \pm 5\%$, и тангенс угла потерь $\tan \delta = 0,066 \pm 10\%$.

Частицы располагались в маленьких лунках, сделанных в пенополистироловой подложке и расположенных в узлах квадратной решётки с периодом l . Три изготовленных образца имели следующие периоды решётки: $l_1 = 6,7$ мм, $l_2 = 4,8$ мм, $l_3 = 3,4$ мм. Фото экспериментального образца №3 представлено на рис. 1а.

Измерения амплитуд и фаз коэффициентов прохождения T и отражения R метаплёнок проводились в СВЧ диапазоне 3-24 ГГц на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1б. Генерацию, детектирование и обработку измерительного сигнала обеспечивал сверхширокополосный векторный анализатор цепей Rohde & Schwartz ZVA40. Линзовые рупорные антенны, служившие для излучения и приёма СВЧ-волны, были связаны с соответствующими портами. Электромагнитная волна была линейно поляризована, и образцы были ориентированы так, что одна из осей квадратной решётки была параллельна линиям электрического поля. Излучающая рупорная антенна также служила приёмником для отражённого

сигнала. Между двумя антеннами располагалась толстая металлическая пластина с круговой апертурой диаметром 15 см. Образец располагался на пластине над апертурой. Для подавления паразитных отражённых волн пространство между излучающей антенной и металлической пластиной было окружено пирамидальными поглотителями. Такие же поглотители располагались за рупорной антенной, принимающей прошедший сигнал. Дополнительно, экспериментальная установка калибровалась с помощью измерения спектров коэффициентов отражения и прохождения при апертуре закрытой толстой металлической пластиной, что соответствует коэффициенту отражения $R = -1$. Это позволило исключить паразитный фон при измерении образцов, и однозначно определить фазу отражённого сигнала.

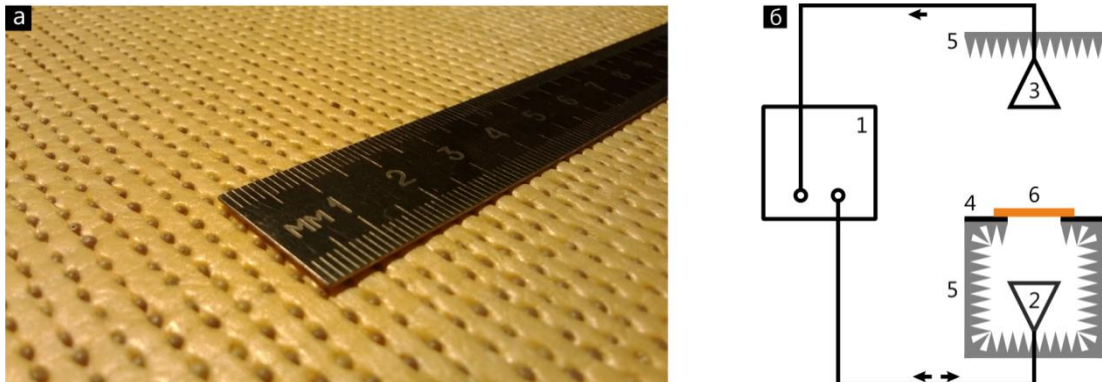


Рис. 1. Фото экспериментального образца №3 (а) и схема экспериментальной установки (б): 1 – векторный анализатор цепей Rohde & Schwartz ZVA40, 2 – излучающая и принимающая отражённую волну рупорная антенна, 3 – принимающая прошедший сигнал рупорная антенна, 4 – толстая металлическая пластина с круговой апертурой, 5 – поглотители, 6 – образец. Стрелками показано направление распространения сигнала.

Аналитическая методика расчёта коэффициентов прохождения T и отражения R метаплёнок была основана на шивании полей над и под метаплёнкой с учетом граничных условий [4]. При этом метаплёнка характеризовалась значением эффективной поверхностной плотности поляризуемости, полученной с помощью процедуры усреднения (гомогенизации) поляризуемостей отдельных частиц, составляющих решётку. Напомним, что соответствующие аналитические выражения были первоначально получены в работах [5, 6]. Обобщение этого метода на случай метаплёнки, состоящей из частиц произвольной формы, описано в работе [7].

Коэффициенты прохождения T и отражения R метаплёнки, состоящей из идентичных идеальных сферических частиц, при нормальном падении электромагнитной волны, поляризованной вдоль оси решётки, могут быть получены с помощью следующих уравнений [6]:

$$R = \frac{-i \frac{k_0}{2} (\alpha_{es} + \alpha_{ms})}{1 + \left(\frac{k_0}{2}\right)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms} + i \frac{k_0}{2} (\alpha_{es} - \alpha_{ms})} \quad \text{и} \quad T = \frac{1 - \left(\frac{k_0}{2}\right)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms}}{1 + \left(\frac{k_0}{2}\right)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms} + i \frac{k_0}{2} (\alpha_{es} - \alpha_{ms})} \quad (1)$$

где i – мнимая единица, k_0 – волновое число в вакууме, α_{es} и α_{ms} – эффективные электрическая и магнитная поверхностные плотности поляризуемости, которые рассчитываются по поляризуемостям отдельных сферических частиц как [6]:

$$\alpha_{es} = \frac{n \langle \alpha_e \rangle}{1 - \frac{n \alpha_e}{4r}}, \quad \alpha_{ms} = -\frac{n \langle \alpha_m \rangle}{1 - \frac{n \alpha_m}{4r}}, \quad (2)$$

где символ $\langle \rangle$ означает усреднение, $n = 1/l^2$ – поверхностная плотность частиц в метаплёнке, α_e и α_m – коэффициенты поляризуемостей отдельных частиц, r – коэффициент связи, который, как было показано в [6], равен примерно $0,6286l$ для квадратной решётки.

Поляризуемости отдельных сферических частиц α_e и α_m рассчитывались по методике, приведённой в работе [8].

Сравнение экспериментальных результатов и расчётов по аналитическим формулам для метаплёнки, составленной из одинаковых частиц показало значительное расхождение. Соответствующие результаты для образца №2 с периодом расположения частиц 4,8 мм представлены на рис. 2.

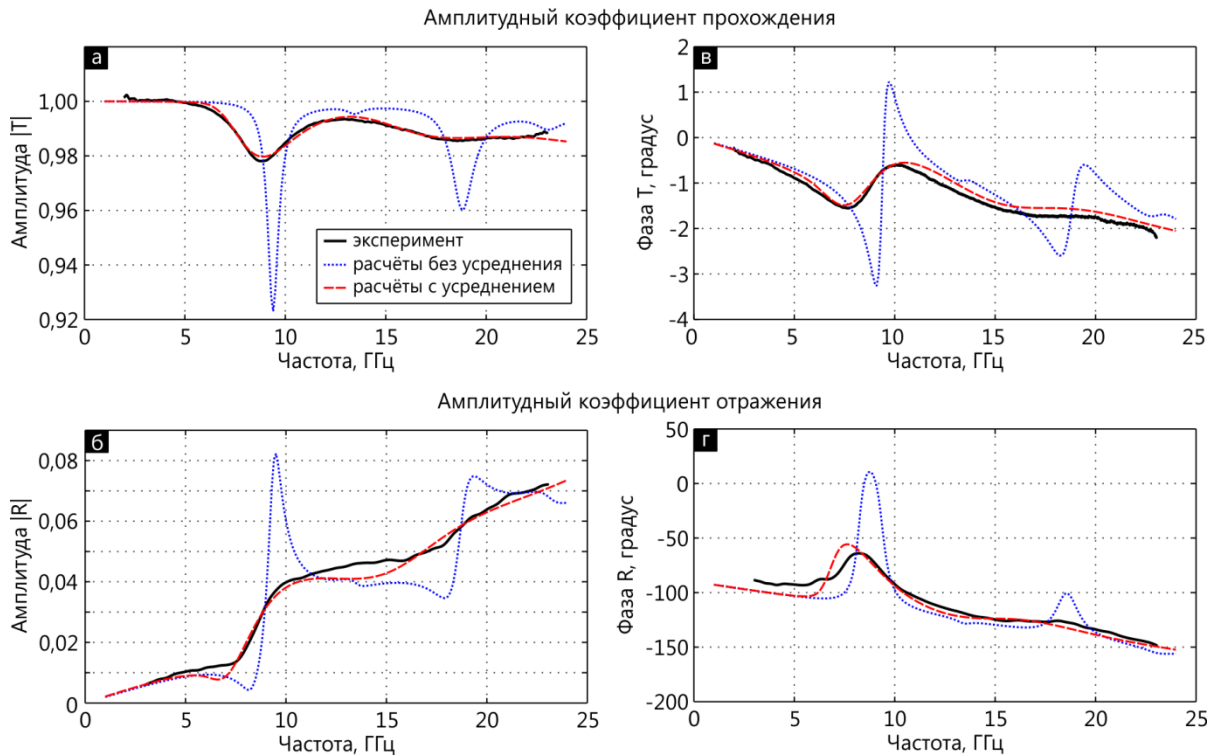


Рис. 2. Амплитудные (а, б) и фазовые (в, г) спектры коэффициентов прохождения T и отражения R для образца с периодом 4,8 мм. Сплошные линии – экспериментальные результаты, точечные линии – аналитический расчёт без учёта статистического разброса параметров частиц ($d = 1,39$ мм, $\varepsilon' = 520$, $\tan \delta = 0,066$), пунктирные линии – аналитический расчёт с учётом статистического разброса ($\bar{d} = 1,39$ мм, $\sigma^2 = 0,05$ мм², $\varepsilon' = 520$, $\tan \delta = 0,066$).

Теоретические кривые для метаплёнки, составленной из одинаковых частиц, имеют ярко выраженные резонансные особенности. Эти особенности связаны с собственными модами электромагнитных колебаний в сферических частицах. В частности, резонанс на частоте 9,43 ГГц соответствует моде H_{111} , менее заметный резонанс на 13,5 ГГц – моде E_{111} , а возбуждение на частоте 18,8 ГГц – моде H_{211} . В тоже время экспериментальные зависимости, если и имеют соответствующие особенности в спектре, то они существенно сглажены.

Естественно предположить, что отсутствие резонансных особенностей мод высших порядков и уширение резонанса на частоте 9,43 ГГц вызвано статистическим разбросом геометрических параметров частиц. Для того чтобы получить лучшее соответствие расчётов и эксперимента, была предложена процедура расчёта коэффициентов прохождения $T_\sigma(f)$ и отражения $R_\sigma(f)$ с учётом дисперсии размеров частиц.

Сначала, используя описанную выше методику, по формулам (1) и (2) рассчитывается набор коэффициентов $\{T(f, d)\}$ и $\{R(f, d)\}$ для ансамбля метаплёнок, в которых меняется диаметр d от метаплёнки к метаплёнке. Согласно центральной предельной теореме разброс размеров частиц в экспериментальных образцах описывается нормальным распределением:

$$w(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(d-\bar{d})^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (3)$$

Затем, производится усреднение по ансамблю метаплёнок с учётом распределения (3) согласно следующим соотношениям:

$$T_\sigma(f) = \int_0^\infty w(d)T(f, d)dd, \text{ и } R_\sigma(f) = \int_0^\infty w(d)R(f, d)dd. \quad (4)$$

Заметим, что необходимым условием для проведения процедуры усреднения (4) является низкая поверхностная плотность резонаторов и относительно низкий коэффициент отражения. Результаты, полученные с применением метода статистического усреднения, как видно из рис. 2 (пунктирные кривые), находятся в хорошем соответствии с результатами эксперимента по измерению спектров метаплёнок, составленных из сферических сегнетоэлектрических резонаторов.

Представленные результаты дают прямое подтверждение значительного влияния статистического разброса размеров частиц, составляющих метаплёнку, на её электромагнитный отклик. Разработка метода статистического усреднения позволяет определить требуемую степень идентичности частиц, составляющих метаплёнку, что позволит создавать материалы с желаемыми физическими свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Solymar, E. Shamonina “Waves in metamaterials” Oxford University Press, 2009.
2. W. Cai, V. Shalaev “Optical metamaterials. Fundamentals and applications” Springer, 2010.
3. W. L. Bond // Rev. Sci. Instrum. 1951. V. 22. P. 344.
4. M. Idemen // J. Phys. Soc. Jpn. 1990. V. 59. P. 71.
5. E. F. Kuester et al. // IEEE T. Antenn. Propag. 2003. V. 51. P. 2641.
6. C. L. Holloway et al. // IEEE T. Electromag. C. 2005. V. 47. P. 853.
7. G.V. Belokopytov, A.V. Zhuravlev, and Yu.E. Terekhov // Phys. Wave Phenom. 2011. V. 19. P. 280.
8. Г.В. Белокопытов и А.В. Журавлёв // Физ. волн. проц. радиотех. сист. 2008. V. 11. P. 41.

Краевые моды в ограниченной двумерной фотонно-кристаллической структуре из малых плазмонных частиц

Ю.Н. Барабаненков¹, М.Ю. Барабаненков²

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова российской академии наук

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов российской академии наук
barab624@mail.ru

Ансамбли микронных и наноразмерных частиц рассматриваются в настоящее время как составные элементы новых искусственных материалов радиоэлектроники благодаря их резонансному взаимодействию с видимым и инфракрасным светом. К такому рассмотрению относятся вопросы волнового взаимодействия между оптическими микроволноводами и высокочастотными резонаторами, которые могут быть созданы внутри фотонных кристаллов с модифицированными кристаллическими ячейками [1], а также свойства высокочастотных оптических мод в низкоразмерных структурах диэлектрических наночастиц [2]. Одним из новых направлений в исследовании ансамблей микронных и наноразмерных частиц является рассмотрение специфических краевых волн в ограниченных кластерах фотонно-кристаллических структур и взаимодействия этих краевых волн с волновыми явлениями внутри данного кластера. Это направление появилось недавно при изучении краевых ротационных магнонов в магнонных кристаллах [3] и магнитостатических спиновых волн как аналога целочисленного квантового эффекта Холла в структурированных тонких ферромагнитных пленках. Цель нашего доклада - показать на простых примерах ограниченных двумерных периодических кластеров диэлектрических электродинамически связанных частиц, что появление в таких кластерах собственных краевых ротационных волн может быть понято с точки зрения условий возникновения блоховских мод в периодических структурах. Технически мы используем общий метод [4] квази-сепарабельного Т- оператора рассеяния для решения задач многократного рассеяния электромагнитных волн на ансамблях диэлектрических частиц с учетом их проводимости. Физически Т- оператор рассеяния ансамбля частиц непосредственно связан с электрическими токами, возбуждаемыми в частицах падающей электромагнитной волной.

Исходим из системы уравнений для самосогласованных электрических токов с плотностями $\vec{J}^{(j)}(\vec{r})$, которые возбуждаются под действием электрического поля $\vec{E}^{(0)}(\vec{r})$ падающей электромагнитной волны в диэлектрических и проводящих частицах с номерами $j = 1, 2, \dots, N$. Согласно [4], такая система уравнений имеет вид

$$\vec{J}^{(j)}(\vec{r}) = \vec{J}_{(1)}^{(j)}(\vec{r}) + \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' \bar{\bar{T}}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_j, \vec{r}' - \vec{r}_j) \bar{\bar{G}}^{(0)}(\vec{r}' - \vec{r}'') \sum_{j' \neq j} \vec{J}^{(j')}(\vec{r}'') \quad (1)$$

В правой части уравнения (1) $\bar{\bar{T}}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}')$ и $\bar{\bar{G}}^{(0)}(\vec{r})$ это тензорные (диадные) Т- оператор рассеяния электрического волнового поля изолированной частицей в свободном пространстве и функция Грина электрического поля в свободном пространстве, соответственно. Через $\vec{J}_{(1)}^{(j)}(\vec{r})$ обозначена плотность электрического тока в изолированной частице. Т-оператор рассеяния электрического волнового поля ансамблем частиц связан с токами в частицах соотношением

$$\int d\vec{r}' \bar{T}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{E}^{(0)}(\vec{r}') = \sum_{j=1}^N \vec{J}^{(j)}(\vec{r}) \quad (2)$$

где в левой части выступает падающее электрическое поле в виде, например, плоской волны

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{r}) = E^{(0)} \vec{e}^{(0)} \exp(ik_0 \vec{s}^{(0)} \vec{r}) \quad (3)$$

с амплитудой $E^{(0)}$, единичными векторами поляризации $\vec{e}^{(0)}$ и направления распространения $\vec{s}^{(0)}$, соответственно, k_0 - волновое число свободного пространства. Оператор рассеяния малой изолированной сферической диэлектрической частицы с дипольным электрическим рассеянием имеет согласно [4] вид

$$\bar{T}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}') = \tilde{t} \delta(\vec{r}) \delta(\vec{r}') \bar{I} \quad (4)$$

Здесь амплитуда рассеяния частицы $\tilde{t} = -4\pi k_0^2 \eta$ представляется через ее поляризуемость $\eta = (3i/2k_0^3) a_{(M)1}$, где в правой части выступает парциальный коэффициент рассеяния $a_{(M)1}$ теории Ми. Величина \bar{I} обозначает единичный диадик. Выражая парциальный коэффициент $a_{(M)1}$ через диэлектрическую проницаемость ε_1 частицы и учитывая, что для плазменной частицы имеется соотношение (см., напр., [4]) $\varepsilon_1 / \varepsilon_0 = 1 - 3\omega_p^2 / \omega^2$, где ω_p - плазменная частота частицы и ε_0 - диэлектрическая проницаемость свободного пространства, находим

$$\tilde{t} = 4\pi k_0^2 r_0^3 \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2 + i(\Delta\omega_p)^2} \quad (5)$$

Полуширина плазмонного резонанса $(\Delta\omega_p)^2$ по квадрату частоты задается равенством

$$\frac{(\Delta\omega_p)^2}{\omega_p^2} = \frac{2}{3} (k_0 r_0)^3 \quad (6)$$

где r_0 - радиус частицы, обусловлена потерями энергии частицы на излучение и делает амплитуду рассеяния (5) плазменной частицы согласованной с оптической теоремой.

Вернемся к системе интегральных уравнений (1) для токов в частицах. В случае малых плазмонных сферических частиц решение этой системы представляется в виде

$$\vec{J}^{(j)}(\vec{r}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \vec{e}^{(0)} I^{(j)} \quad (7)$$

где $I^{(j)}$ - скалярные амплитуды токов. Пусть малые плазмонные сферические частицы расположены в вершинах правильного многоугольника, например, правильного треугольника, лежащего в плоскости xu прямоугольной системы координат xuz . Падающая плоская волна (3) распространяется параллельно плоскости расположения частиц и поляризована перпендикулярно этой плоскости. В таком случае для скалярных амплитуд токов получается алгебраическая система уравнений

$$\sum_{j'=1}^N A_{Njj'} J^{(j')} = a_j, \quad A_{Njj'} = \delta_{jj'} - a_{jj'} \quad (8)$$

В этой системе неоднородные члены $a_j = \tilde{t} E^{(0)}(\vec{r}_j)$, где $E^{(0)}(\vec{r})$ имеет смысл скалярной части плоской падающей волны (3). Параметр волнового взаимодействия частиц, например $a_{12} = \tilde{t} G'_0(r_{12})$, зависит от расстояния между ними r_{12} в плоскости расположения частиц через поперечную составляющую $G'_0(r)$ диадной функции Грина в свободном пространстве по отношению к вектору \vec{r}_{12} , асимптотически равную на расстояниях, малых по сравнению с длиной волны, выражению

$$G'_0(r)|_{k_0 r \rightarrow 0} \approx \frac{k_0}{4\pi} \left(\frac{1}{k_0^3 r^3} - i \frac{2}{3} \right) \quad (9)$$

в правой части которого второй мнимый член связан с потерями энергии на излучение.

Обратимся непосредственно к решению алгебраической системе уравнений (8). Ее матрица A_N имеет равные элементы вдоль каждой диагонали, параллельной главной, то есть является теплицевой. Кроме того, сумма элементов каждой строки этой матрицы имеет одно и то же значение, что является характерным свойством стохастических матриц. Хотя истинно стохастическая матрица имеет положительные элементы, указанное стохастическое свойство матрицы (8) позволяет автоматически указать ее собственный вектор-моду, которую мы назовем стохастической или основной. В основной моде у всех частиц возбуждаются одинаковые токи, и ей отвечает собственное значение, совпадающее с суммой элементов матрицы в каждой строке. Наряду с основной модой у матрицы (8) существуют другие моды-обертонны, для которых возбуждаемые в частицах токи имеют разные значения. Все собственные моды матрицы (8) находятся как аналог блоховских волн в периодических структурах с правилом согласования токов в соседних частицах кольцевого кластера с естественным условием периодичности

$$I^{(j)} = p I^{(j-1)}, \quad I^{(N+1)} = I^{(1)} \quad (10)$$

Параметр согласования токов p в соседних частицах находится из условия периодичности (10) и определяется как

$$p^N = 1, \quad p = \exp\left(i \frac{2\pi m}{N}\right), \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (11)$$

Условия (10) и (11) позволяют выписать все N собственных мод матрицы (8). После этого удастся выписать явно соответствующие этим модам собственные частоты, то есть собственные значения матрицы (8) λ_j , $j = 1, 2, \dots, N$, не решая фактически детерминантного уравнения $\det(A_N - \lambda I) = 0$. В частном случае трех частиц, расположенных в вершинах правильного треугольника, матрица A_3 имеет три следующие собственные моды

$$u = (1, 1, 1), \quad v = (1, p_2, p_2^2), \quad w = (1, p_3, p_3^2) \quad (12)$$

с параметрами преобразования токов от частицы к частице, равными $p_2 = -\exp(-i\pi/3)$ и $p_3 = p_2^*$. Три соответствующие (12) собственные значения $\lambda_1 = 1 - 2a_{12}$ и $\lambda_2 = \lambda_3 = 1 + a_{12}$ показывают, что две обертонные моды вырождены. Три выписанные собственные моды взаимно ортогональны, что позволяет записать решение

неоднородной системы алгебраических уравнений (8) для трехкомпонентного вектора тока I в терминах понятных скалярных произведений векторов как

$$3I = \langle a, u \rangle \frac{u}{\lambda_1} + \langle a, v \rangle \frac{u}{\lambda_2} + \langle a, w \rangle \frac{w}{\lambda_3} \quad (13)$$

Формула (13) решает проблему о возбуждении собственных мод кольцевого кластера путем воздействия на него внешним полем. Анализ соответствующих собственных частот λ_1 и λ_2 показывает отличие их значений и их полуширин от частоты и полуширины плазмонного резонанса изолированной частицы вследствие взаимодействия этих частиц посредством ближних полей.

Перейдем теперь к случаю, когда в центре симметрии рассмотренного правильного треугольника тоже расположена частица с номером $N = 4$, взаимодействующая с частицами в вершинах треугольника посредством параметра a_{14} . Покажем, что наведенный ток в центральной частице может возбудить основную моду в кольцевом кластере из частиц в вершинах треугольника. С этой целью обращаемся к системе уравнений (8) и ищем ее решение в виде $I_1 = I_2 = I_3$ при условии $a_1 = a_2 = a_3 = 0$, но $a_4 \neq 0$. Такое решение существует и означает, что ток, возбужденный в центральной частице падающим полем, приводит к возникновению во внешнем кольцевом кластере частиц основной моды с током

$$I_1 = \frac{a_{14}}{1 - 2a_{12} - 3a_{14}^2} a_4 \quad (14)$$

Эта формула количественно описывает передачу возбуждения от внутренней части кольцевого кластера к его внешней части.

Таким образом, общий метод квази-сепарабельного T- оператора рассеяния успешно применен к рассмотрению нового направления в исследовании многократного рассеяния электромагнитных волн низкоразмерными ансамблями микронных и наноразмерных частиц, состоящего в изучении специфических краевых волн в ограниченных кластерах фотонно-кристаллических структур и взаимодействия этих краевых волн с волновыми явлениями внутри кластера. Конкретно рассмотрен пример двумерного кольцевого кластера из малых плазмонных взаимодействующих частиц в вершинах правильного многоугольника, внутри которого может располагаться еще подобного рода кластер меньших размеров. На этом примере показано с помощью простых аналитических выражений существование волновых мод блоховского типа во внешнем кластере с их обертонами и собственными частотами и возбуждение этих мод как внешним электромагнитным полем, так и токами в частицах внутреннего кластера.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований ООФ РАН «Пассивная многоканальная радио- и акустотермография человека в ближней зоне».

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Xu, et al. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 7389.
2. A.L. Burin. // Phys.Rev.E. 2006. V. 73. P. 066614.
3. I. Lisenkov et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 202402.
4. Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков. // Журнал радиоэлектроники. 2013. №4. С. 1

Поверхностные фотонные моды в структуре холестерический жидкий кристалл – фазовая пластинка – металл

С.Я. Ветров^{1,2}, М.В. Пятнов¹, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

MaksPyatnov@yandex.ru

В последние годы, наряду с изучением объемных свойств одномерных фотонных кристаллов (ФК), активно исследуются поверхностные электромагнитные волны в таких средах [1]. Кроме распространяющихся поверхностных волн 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. 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. ОТС могут возбуждаться между двумя различными фотонными кристаллами, имеющими перекрывающиеся запрещенные зоны или между фотонным кристаллом и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью. На частоте, соответствующей таммовскому состоянию, возникает узкий пик пропускания, связанный с туннелированием света через ОТС.

Потенциальными применениями ОТС являются датчики и резонансные оптические фильтры, поляритонные лазеры, оптические переключатели, многоканальные фильтры, усилители Фарадеевского вращения, усилители эффекта Керра, органические солнечные элементы и поглотители. Недавно предложен и экспериментально реализован лазер на основе таммовской структуры, которая состоит из квантовых ям, внедренных в брэгговский отражатель, поверхность которого покрыта слоем серебра [2].

Важной задачей оптики ФК является получение материалов, спектральными свойствами которых можно эффективно управлять при помощи внешних воздействий. Особым классом одномерных фотонных кристаллов являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), обладающие уникальными свойствами: широкой областью прозрачности, сильной нелинейностью и высокой чувствительностью к внешним полям [3]. Характерной особенностью ХЖК является сильная зависимость их свойств от поляризации света. Для света с тем же направлением круговой поляризацией, что и закрутка ХЖК, существует фотонная запрещенная зона. Свет с противоположной круговой поляризацией не испытывает дифракционного отражения и проходит сквозь структуру. При отражении от ХЖК не происходит изменения знака поляризации.

В данной работе демонстрируется возможность реализации поверхностных оптических состояний в структуре, включающей ХЖК. Получить, как в случае с ОТС, поверхностное состояние на границе ХЖК и металла при нормальном падении света не представляется возможным. Трудность заключается в изменении поляризации волны при отражении от металла и существовании брэгговского отражения не для любой поляризации. Для возникновения локализации света мы должны изменить фазу волны между ХЖК и металлом. С этой целью внедряем между ХЖК и металлом четвертьволновую анизотропную пластинку, вырезанную параллельно оптической оси и сдвигающую фазу волны на $\pi/2$. На границе ХЖК и фазовой пластинки молекулы холестерика ориентированы вдоль оптической оси пластинки. Рассматриваемая нами

структура схематически представлена на рис.1. Система состоит из слоя ХЖК толщиной L , фазовой пластинки толщиной d с коэффициентами преломления n'_e, n'_o , для которой $2\pi(n'_e - n'_o)d/\lambda = \pi/2$ и слоя металла. Структура окружена средой с показателем преломления n , равным среднему показателю преломления ХЖК. Для рассматриваемого случая $n'_o = n_o, n'_e = n_e$, френелевское отражение на границе ХЖК–фазовая пластинка практически исключается.

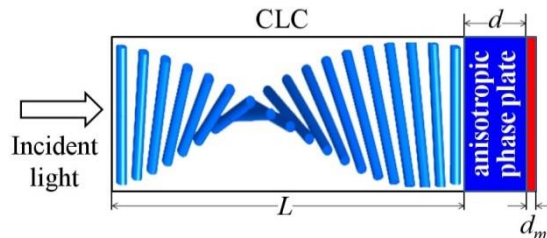


Рис.1. Схематическое представление структуры ХЖК-фазовая пластинка-металл.

На рис.2 представлены спектры пропускания ХЖК, фазовой пластинки и рассматриваемой структуры. В спектре пропускания ХЖК отчетливо проявилась запрещенная зона для света правой круговой поляризации. Спектр пропускания серебряной пленки обозначен штрихпунктирной линией. Из рисунка видно, что пик волноводной поверхностной моды возникает в спектре пропускания (сплошная линия), если внедрить между ХЖК и металлом анизотропную четвертьволновую пластинку, которая управляет фазой световых волн. Затухание поля локализованной моды внутри металла обусловлено отрицательной диэлектрической проницаемостью металлической пленки, в то время как его затухание внутри ХЖК обусловлено брэгговским отражением на границе ХЖК-пластинка.

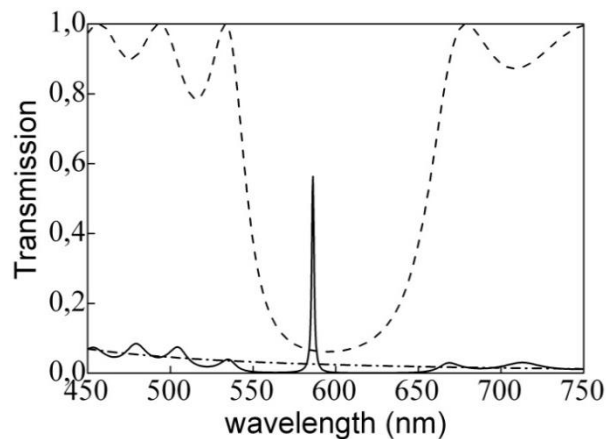


Рис. 2. Коэффициенты пропускания как функции длины волны при нормальном падении света на ХЖК (штриховая линия), на серебряную пленку (штрихпунктирная линия) и на структуру ХЖК-фазовая пластинка-металл (сплошная линия).

Распределение электрического поля для длины волны соответствующей максимуму пропускания в структуре ХЖК-фазовая пластинка-металл показано на рис.3. Из рисунка видно, что свет локализуется вблизи металлической пленки с максимальным значением электрического поля на границе фазовой пластинки и металлической пленки.

Установлено, что локализованная мода возбуждается в образце, только с разным вкладом, светом различных поляризаций. Это обусловлено тем, что из-за наличия диэлектрических границ свет обеих круговых поляризаций возбуждает локализованную

моду за счет преобразования поляризаций на диэлектрических границах. Любая поляризация света на выходе его из ХЖК становится эллиптической в разной степени, в зависимости от начальной поляризации.

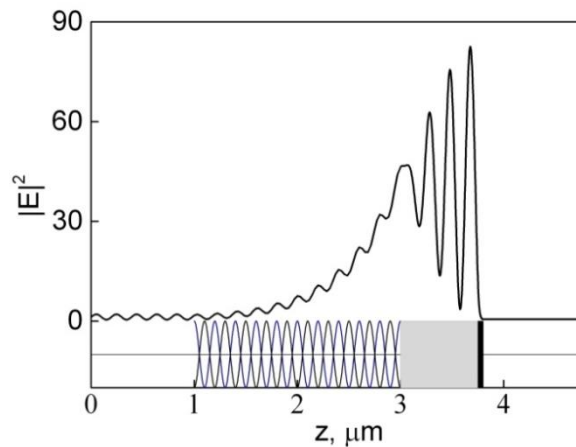


Рис. 3. Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля $|E(z)|^2$ в структуре ХЖК-фазовая пластинка-металл для $\lambda=586.5$ nm. Поле нормировано на входное значение равное единице.

Изменяя параметры системы, мы можем контролировать положение пика пропускания через изолированную волноводную поверхностную моду. Сильную зависимость шага спирали, например, от температуры, по сравнению с другими элементами структуры, можно использовать для эффективного управления частотой пика пропускания, связанного с туелированием света через поверхностное состояние.

Таким образом, продемонстрировано существование поверхностных электромагнитных состояний, локализованных в структуре ХЖК-фазовая пластинка-слой серебра. Спектральными свойствами такой системы можно эффективно управлять из-за высокой чувствительности структурных параметров ХЖК к внешним воздействиям. Изменение поляризации волны при отражении от металла и особые поляризационные свойства ХЖК вынуждают использовать фазовую пластинку, внедренную между ХЖК и слоем металла. Свет любой поляризации падающей волны локализуется с максимумом интенсивности поля на границе металла и пластинки. Однако, различные эллиптичности волн, прошедших через ХЖК, и их поляризационные свойства приводят к различным коэффициентам пропускания для каждой поляризации. Указана возможность управления положением пика пропускания через изменение шаг спирали ХЖК посредством внешних полей. Отметим также, что найденная поверхностная мода – есть фактически собственная мода микрорезонатора, где в качестве зеркал выступают слои ХЖК и металлической пластинки. Следовательно, появляется возможность получения лазерной генерации в микрорезонаторе, когда в качестве фазовой пластинки используется оптически активный материал.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-02-31248).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Виноградов и др.// УФН 2010 Т. 180. С. 249.
2. С. Symonds et al. // *Nano Lett.* 2013 V. 13. P. 3179.
3. В.А.Беляков, А.С.Сонин. “Оптика холестерических жидких кристаллов”. М.: Наука, 1982.

Эффекты поверхностной сегрегации атомов кадмия на границе механически обновляемого электрода из сплава Ag-Cd с раствором поверхностно неактивного электролита

Ю.К. Алешин, М.А. Чоба, В.А. Сафонов

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
vovur@mail.ru

С помощью методов импедансной спектроскопии и циклической вольтамперометрии [1] изучены процессы поверхностной сегрегации атомов кадмия, протекающие на границе обновляемых электродов из сплава Ag-Cd (содержание Cd 1 ат.%, определяется как область твердых растворов кадмия в Ag) в растворах NaF в интервале потенциалов идеальной поляризуемости.

Для экспериментального исследования процессов, протекающих в поверхностных слоях металлических сплавов при формировании их границы с растворами электролитов, использован метод электрохимических измерений на электродах, поверхность которых обновляется путем среза тонкого слоя металла (~10 мкм) непосредственно в растворах электролитов. Механическое обновление позволяет уравнивать поверхностный и объемный составы металла, создавая, таким образом, стартовое состояние для экспериментального наблюдения протекающих во времени процессов релаксации на границе электрод-раствор. В представленном докладе приведены результаты *in situ* измерений импеданса при выбранной постоянной частоте 370 Гц (C vs. E емкостные кривые), полученные на обновляемых электродах из сплавов Ag-Sn (3 ат.% Sn) и Au-Sn (1 ат.% of Sn) в разные моменты времени после обновления их поверхности.

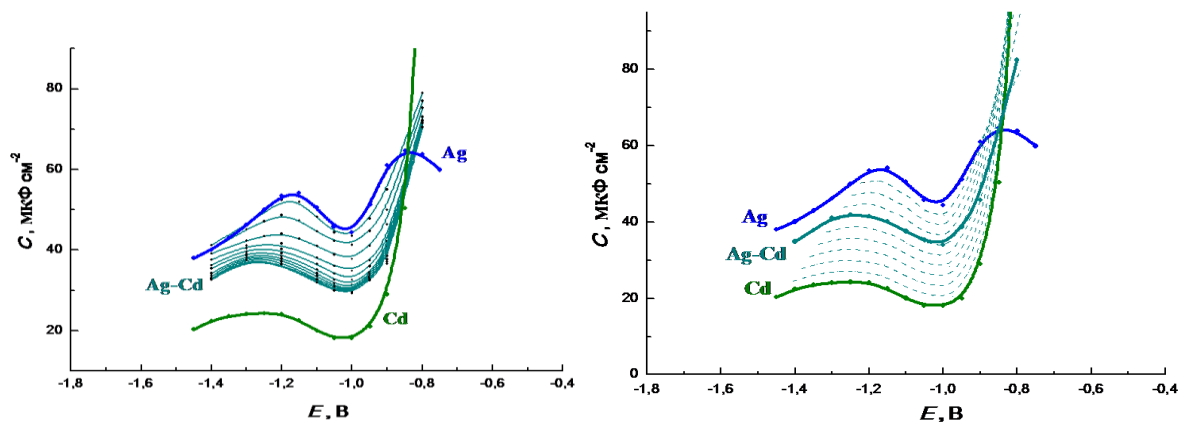


Рис. 1. (а) Экспериментальные C, E – зависимости, относящиеся к разным временам с момента обновления поверхности электрода из сплава Ag-Cd (1 ат.% Cd) в растворе 0.05 M NaF, мин: 2 – 1, 3 – 5, 4 – 10, 5 – 15, 6 – 20, 7 – 25, 8 – 30, 9 – 40, 10 – 50, 11 – 60. Емкостные кривые, полученные на обновляемых электродах из Ag (1) и Cd (2) в том же растворе. (б) Модельные емкостные кривые, отвечающие разному количеству атомов Cd (q от 0 до 1) в поверхностном слое Ag-Cd (1 ат.% Cd) электрода.

Показано, что электрохимические измерения на электродах с механически обновляемой поверхностью позволяют получать хорошо воспроизводимые данные по кинетике процесса обогащения поверхности электрода из сплава атомами поверхностно активного компонента (кадмия). Как следует из анализа емкостных C, E – зависимостей, относящихся к разным временам с момента обновления поверхности электрода, эти зависимости могут быть хорошо описаны в рамках модели

последовательно соединенных конденсаторов. С использованием этой модели рассчитана степень заполнения поверхности сплава атомами кадмия в разные моменты времени. Предложен и обоснован механизм, позволяющий непротиворечиво интерпретировать кинетику протекающих в поверхностном слое сплава временных процессов. Результаты электрохимических исследований дополнены результатами анализа состава поверхности и профильного анализа по глубине того же сплава на границе с вакуумом, выполненного с помощью метода Оже-электронной спектроскопии[2]. Следует отметить, что полученные в настоящей работе данные свидетельствуют о том, что кинетика процессов обогащения поверхности обновляемых электродов из сплавов поверхностно активными компонентами (в данном случае кадмием), характеризуется очень высокими для твердофазных процессов скоростями. Вопрос о причинах «аномально» быстрого перехода атомов кадмия в поверхностный слой сплава после механического обновления его поверхности заслуживает специального внимания. Мы считаем, что в твердофазных металлических системах, представляющих собой электроды из бинарных сплавов, в условиях идеальной поляризуемости поверхностно активный компонент сплава, т.е. компонент с более низкой удельной работой образования поверхности, «выжимается» на границу. Мы считаем, что наблюдаемые в наших опытах аномально высокие скорости диффузионного выхода атомов кадмия на границу раздела с раствором электролита относятся не к объему сплава, а весьма тонкому поверхностному слою.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Safonov V.A., Choba M.A., Aleshin Yu K., Buleev M.I.* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2014. V. 78, № 2, P. 164.
2. *В.А. Сафонов, М.А. Чоба, М.И. Булеев.* // Электрохимия. 2012. Т. 48. № 2, с. 181

Опто-акустическое исследование аморфных металлических пленок

Ю.К. Алешин, А.А.Карабутов (мл), М.А. Чоба, В.А. Сафонов
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
vovur@mail.ru

В начале 60-х годов XX века было начато активное изучение металлических сплавов, у которых отсутствовала кристаллическая структура [1,2,]. Металлы и сплавы с неупорядочным расположением атомов называются аморфными металлическими стеклами. Формирование аморфной структуры металлов и сплавов приводит к изменениям магнитных, электрических, механических, и других свойств. Как правило аморфное состояние образуется при быстром охлаждении расплава. В природе аморфное состояние (например: опал, обсидиан, янтарь, смолы) встречается гораздо реже, чем кристаллическое. Структура веществ в аморфном состоянии характеризуется ближним порядком взаимодействия звеньев или сегментов макромолекул, быстро уменьшающимся по мере их удаления друг от друга.

Одним из основных преимуществ аморфных металлических сплавов является их очень высокая коррозионная стойкость [1], которая у некоторых аморфных металлических сплавов на несколько порядков выше, чем у лучших нержавеющей сталей. Во многих агрессивных средах (морской воде, кислотах) аморфные металлы вообще не подвергаются коррозии. Например, скорость коррозии аморфного сплава, в котором содержится железо, хром и никель, в растворе соляной кислоты, практически равна нулю, а скорость коррозии классического коррозионностойкого сплава железа, хрома и никеля, находящегося в поликристаллическом состоянии, в такой же среде составляет более 10 мм/год. Предполагается, что основная причина высокой коррозионной стойкости аморфных сплавов заключается в отсутствии специфических дефектов кристаллической решетки — дислокаций и границ между зёрнами. Аморфные металлы обладают очень высокой твердостью и прочностью, в среднем металл в аморфном состоянии прочнее металла в кристаллическом состоянии в 5-7 раз. Для современных технологических процессов важно контролировать физическое состояние металлических поверхностных пленок, учитывая динамический характер изменения их структуры. Таким образом, приходим к практике сквозного по времени контроля за фазовым состоянием поверхности для уверенного технологического использования материала. Опто-акустический метод основан на возбуждении ультразвука с помощью лазерного излучения. При использовании коротких лазерных импульсов в твердом теле могут возбуждаться частоты акустических волн в диапазоне от десятков кГц до 10^{11} Гц [2], что позволяет исследовать слои большой толщины. Также этот метод является не разрушающим методом исследования тонких пленок. Акустические волны достаточно слабо затухают с расстоянием, что позволяет их использовать для исследования неоднородностей на больших глубинах.

Лазерный импульс подается по оптоволокну в преобразователь, далее проходит через прозрачную призму и фокусирующую линзу и попадает на поверхность образца. В тоже время призма служит в качестве звукопровода широкополосного пьезоэлектрического приемника. После того как электрический сигнал проходит призму, он попадает на пьезоэлемент. Далее, от пьезоэлемента, электрический сигнал подается на регистрирующий цифровой осциллограф. В качестве иммерсионной жидкости использовалась дистиллированная вода, так как таким образом улучшался акустический контакт, и улучшались условия прохождения лазерного импульса.

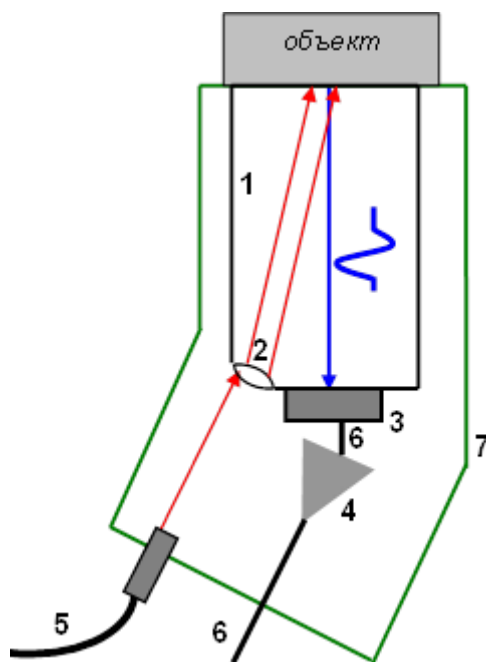


Рис. 1. Схема опико-акустического преобразователя: 1 – кварцевая призма; 2 – линза; 3 – пьезоэлемент; 4 – предусилитель; 6 – электрический провод; 7 – корпус.

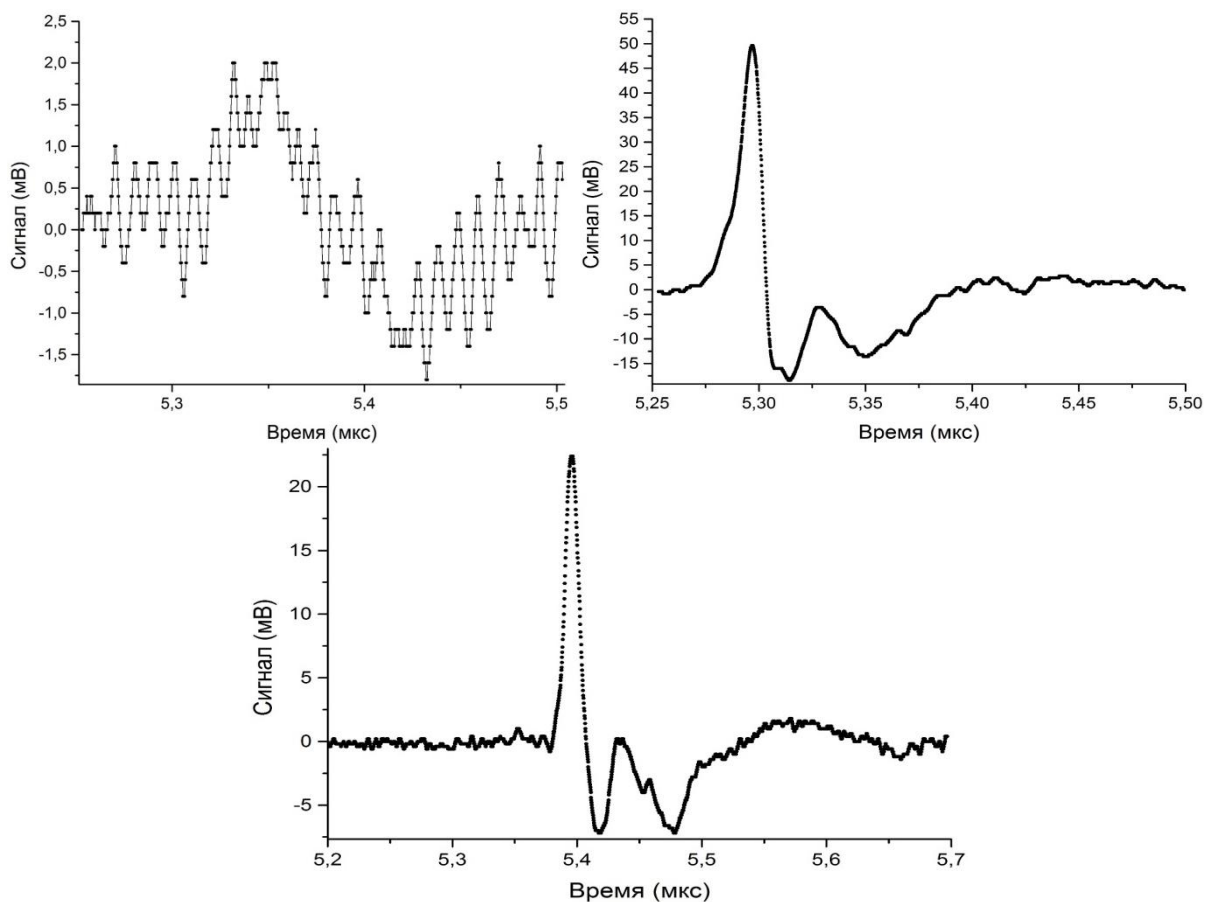


Рис. 2. (а) Опико-акустический отклик от аморфной пленки Сг—С. (б) Опико-акустический отклик от медной подложки, сигнал которого больше похож на шумовую засветку. (в) Опико-акустический отклик от поликристаллической пленки Сг—С.

По измеренным данным, при учете постоянства толщины пленки, определены времена, за которое сигнал проходит через аморфную и поликристаллическую пленку Cr—C и скорость распространения сигнала.

1 – Аморфная пленка: $t = 15 \text{ нс}$, $V = 4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$.

2 – Поликристаллическая пленка: $t = 10 \text{ нс}$, $V = 6 \cdot 10^3 \text{ м/с}$.

Разные показатели времени отклика и соответственно скорости подтверждают наличие различий в аморфной и поликристаллической структуре вещества.

Проведены эксперименты по определению скорости акустического сигнала с помощью оптоакустического метода. Получены результаты, позволяющие предложить эту методику для изучения процессов перехода состояний поверхности металлических пленок хрома на медной подложке. Изменение скоростей акустического сигнала для аморфной пленки $V = 4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, для поликристаллической - $V = 6 \cdot 10^3 \text{ м/с}$. Это позволяет предложить данную методику для контроля за так называемым “старением” поверхностной пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Золотухин. «Аморфные металлические сплавы.» - 1997.
2. В. Э. Гусев, А. А. Карабутов. «Лазерная оптоакустика» - Москва. Наука, 1991