

## МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

<b>Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и сильно анизотропного нанокompозита</b>	
<i>Р.Г. Бикбаев, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i> .....	3
<b>Паттерный анализ устойчивости фрактальных признаков в многослойных системах с метаматериалами</b>	
<i>М.Г. Давыдова, П.В. Короленко, С.Б. Рыжиков, Ю.В. Рыжикова</i> .....	7
<b>Фонон-поляритонные мета-атомы для дальнего ИК-диапазона</b>	
<i>Ж.О. Домбровская, А.В. Журавлев, Г.В. Белокопытов, А.Н. Боголюбов</i> .....	10
<b>Электромагнитные свойства поверхностных мод вдоль анизотропной гиперболической метаповерхности</b>	
<i>О.Е. Ермаков, А.И. Овчаренко, А.А. Богданов, И.В. Иорш, Ю.С. Кившарь</i> .....	15
<b>О скорости туннелирования временного импульса в одномерном фотонном кристалле</b>	
<i>А.В. Козарь, П.Ю. Шестаков</i> .....	19
<b>Одномерная модель пластинчатого фотонного кристалла с чирпированными параметрами</b>	
<i>М.Б. Либман, Н.М. Кондратьев</i> .....	22
<b>Электрическое управление дисперсионными характеристиками гибридных волн в структуре магнетонный кристалл – сегнетоэлектрик – магнетонный кристалл</b>	
<i>О.В. Матвеев, М.А. Морозова</i> .....	24
<b>Влияние параметров монослоя сферических частиц сегнетоэлектрика на свойства одномерного фотонного кристалла</b>	
<i>С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников</i> .....	26
<b>Спектральные свойства фотонного кристалла, сопряженного с нанокompозитом, содержащим частицы с оболочками</b>	
<i>П.С. Панкин, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i> .....	31
<b>Анизотропия пропускания в структуре холестерический жидкий кристалл – фазовая пластинка – металл</b>	
<i>М.В. Пятнов, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i> .....	35
<b>Магнитные метаматериалы от МГц до ТГц</b>	
<i>А.А. Радковская, В.Н. Прудников, О.А. Котельникова, А.Ф. Королёв, П.Н. Захаров</i> ..	39
<b>Оптический модулятор на основе акустоплазмонного взаимодействия</b>	
<i>И.М. Сопко, Г.А. Князев</i> .....	42

**Электромагнитные моды в магнитооптических брэгговских зеркалах**

*Д.А. Сылгачева, Н.Е. Хохлов..... 46*

## Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и сильно анизотропного нанокompозита

Р.Г. Бикбаев<sup>1</sup>, С.Я. Ветров<sup>1,2</sup>, И.В. Тимофеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Сибирский Федеральный университет 660074, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Институт Физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук 660036, rashid-bikbaev@mail.ru

В последние годы интенсивно исследуются экспериментально и теоретически оптические таммовские состояния (ОТС) на границе двух фотонных кристаллов (ФК), а также на границе ФК и изотропной среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью (ДП)  $\epsilon < 0$  [1]. Новые возможности управления светом представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурированных металл-диэлектрических ФК [2].

В данной работе представлены результаты расчета спектров пропускания для системы, состоящей из ФК, сопряженного со слоем нанокompозита, который состоит из металлических наночастиц в форме эллипсоидов вращения, равномерно распределенных в диэлектрической матрице и ориентированных вдоль оси вращения, совпадающей с осью  $x$  (рис. 1). Нанокompозит характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью, 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.

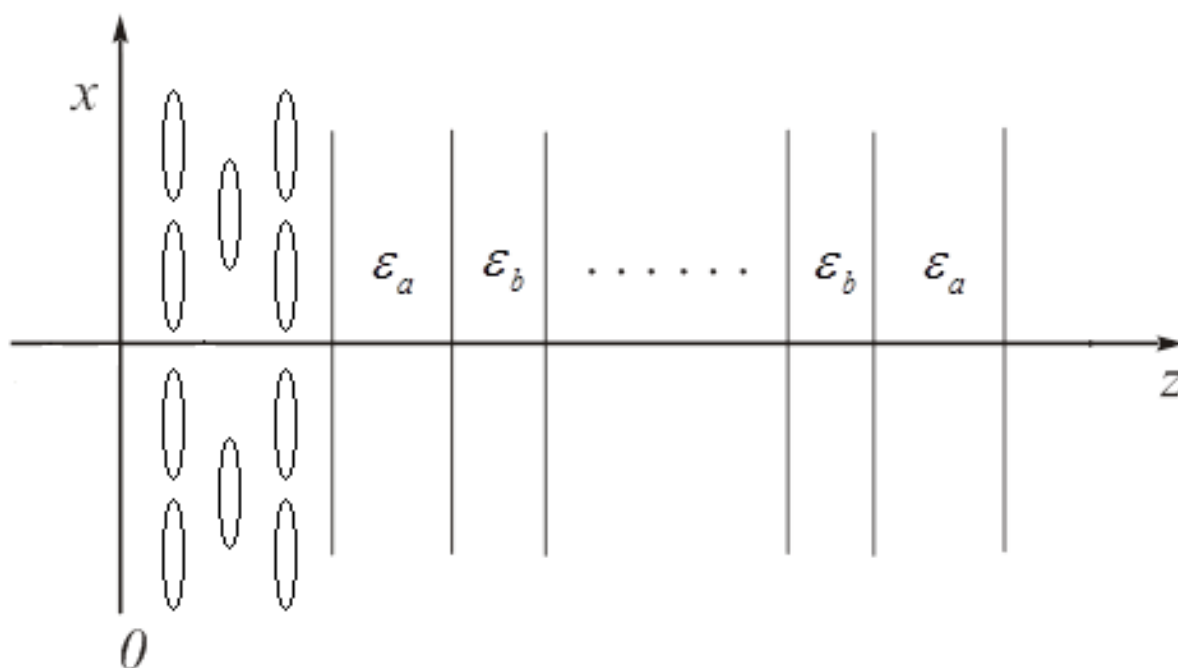


Рис. 1. Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного с анизотропным слоем нанокompозита

Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура, является вакуумом. Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита в соответствии с моделью Максвелла-Гарнетта [3] имеет вид

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

где  $f$  – фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_m(\omega)$  – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы;  $\omega$  – частота излучения. Факторы деполяризации  $L_{\perp, \parallel}$  в (1) зависят от отношения длин полярной  $a$  и экваториальной  $b$  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  $\xi = a/b$ . Случай  $\xi < 1$  соответствует сплюснутому сфероиду,  $\xi > 1$  – вытянутому сфероиду. Случай  $\xi = 1$ , для которого  $L_{\perp} = L_{\parallel} = 1/3$  и  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{mix}$ , соответствует шару.

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

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

где  $\varepsilon_0$  – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов. Для определенности, в качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_b = 4,16$  и двуокись кремния ( $SiO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a = 2,10$ . Толщины слоев соответственно  $d_b = 50$  нм и  $d_a = 74$  нм, число слоев  $N=21$ . Диэлектрический слой нанокompозита толщиной  $d_{mix} = 150$  нм состоит из серебряных наносфероидов, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра  $\varepsilon_0 = 5$ ,  $\omega_p = 9 \text{ эВ}$ ,  $\gamma = 0,02 \text{ эВ}$ , для стекла  $\varepsilon_d = 2,56$ .

Для расчета прохождения плоской световой волны, распространяющейся в  $z$ -направлении, использовался метод трансфер-матрицы. При слабой анизотропии нанокompозита  $\xi = 0.8$  [4], каждой из двух ортогональных поляризаций нормально падающей волны отвечает своя частота локализованного на границе нанокompозита и сверхрешетки таммовского состояния.

Увеличение анизотропии существенно модифицирует спектр пропускания и при  $\xi = 10$  оптическое таммовское состояние вообще не реализуется (рис.2). Из рисунка 2 видно, что для волн  $p$ -поляризации, запрещенная полоса частот нанокompозита с  $\xi = 10$  перекрывает существенную часть спектра в интервале от  $\omega = 0,05 \omega_p$  до  $\omega = 0,25 \omega_p$  и, очевидно, обусловлена поглощением света в НК и наличием частотной области, в которой НК подобен металлу с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{mix}(\omega) < 0$ . При этом наложения запрещенной зон фотонного кристалла и полосы поглощения нанокompозита не происходит, ввиду сильного смещения области с  $\varepsilon_{mix}(\omega) < 0$  в

низкочастотную область по сравнению с аналогичной областью для наночастиц сферической симметрии.

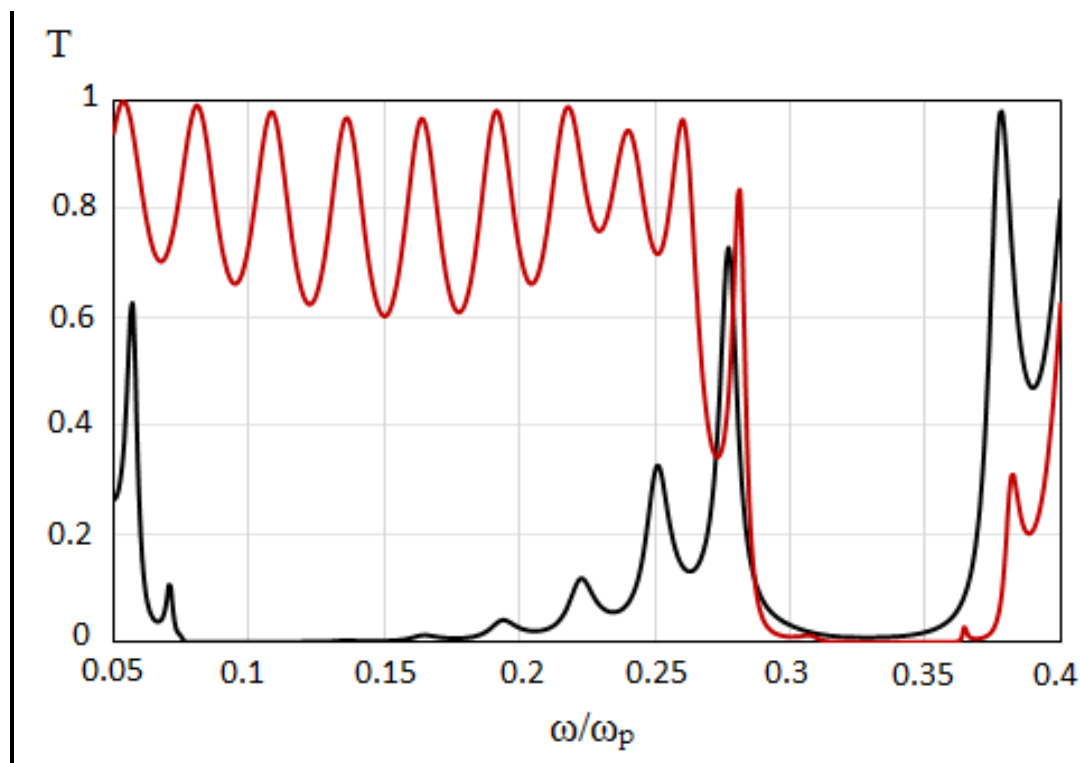


Рис. 2. Спектры пропускания при нормальном падении света на ФК сопряженный со слоем НК с диспергированными вытянутыми наночастицами для волн р-поляризации (черная линия) и s-поляризации (красная линия). Толщина слоя НК  $d_{\text{mix}} = 150$  нм, фактор заполнения  $f=0.2$ ,  $\xi=10$

Для волн s-поляризации запрещенная полоса частот нанокompозита существенно перекрывается с запрещенной зоной фотонного кристалла. При этом оптическое таммовское состояние не формируется, так как диэлектрическая проницаемость нанокompозита на частоте  $\omega = 0,3627 \omega_p$ , соответствующая пику пропускания в запрещенной зоне, соизмерима с диэлектрической проницаемостью металла на той же частоте. Так для нанокompозита  $\epsilon_{\text{mix}}(\omega) = -2.3506 + 0.2112i$ , а для металла  $\epsilon_m(\omega) = -2.6013 + 0.0466i$ . При толщине нанокompозитной пленки  $d=150$  нм это не позволяет сформироваться таммовскому состоянию в связи с широкой полосой поглощения нанокompозита.

Однако при сохранении анизотропии  $\xi = 10$  существуют параметры сверхрешетки, когда для волн р-поляризации таммовское состояние реализуется вблизи высокочастотной границы 33 фотонного кристалла (рис 3). Найденное оптическое таммовское состояние существует лишь в весьма узком частотном интервале. На частоте таммовского состояния  $\omega = 0,2709 \omega_p$  диэлектрическая проницаемость НК  $\epsilon'_{\text{mix}}(\omega) = -1.0176 + 0.0381i$ . Для волн s-поляризации ОТС при данных параметрах не формируется. Это связано с тем, что при изменении параметров ФК происходит смещение запрещенной зоны в низкочастотную область и не происходит её наложения с полосой поглощения нанокompозита, что является основным условием для формирования ОТС.

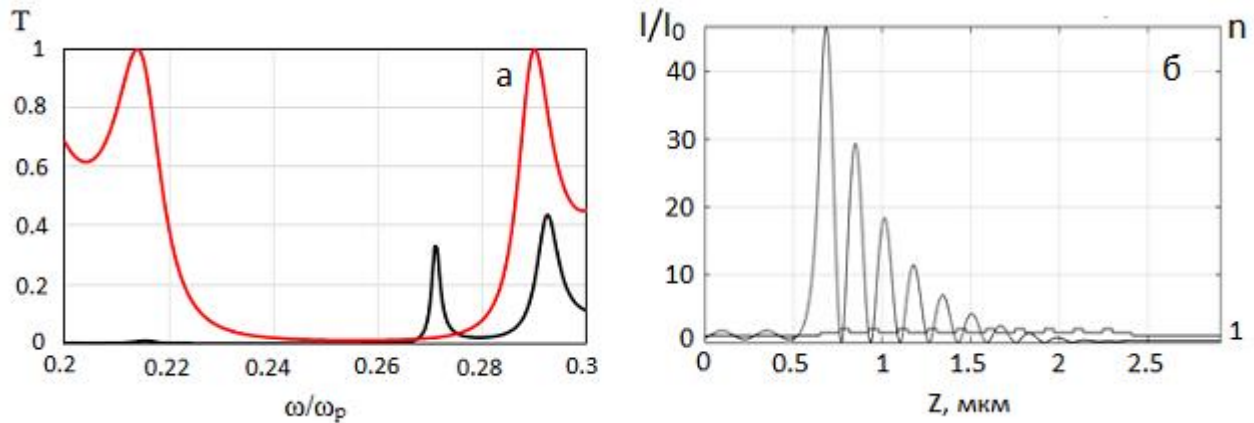


Рис. 3. Спектр пропускания при нормальном падении света на ФК (красная линия) и на ФК сопряженный со слоем НК (черная линия) с диспергированными вытянутыми наночастицами для волн р-поляризации (а) и локализация поля на частоте таммовского состояния  $\omega = 0,2709 \omega_p$  (б). Толщина слоя НК  $d_{\text{mix}} = 150$  нм, фактор заполнения  $f=0.3$ ,  $\xi=10$ , толщина слоя  $d_b = 55$  нм и  $d_a = 110$  нм. Остальные параметры такие же как для рисунка 2

Из рисунка 3б видно, что световое поле в таммовском плазмон-поляритоне локализовано на границе фотонного кристалла и нанокompозита в области, соизмеримой с длиной волны. Однако, в случае нанокompозитной пленки со сферическими включениями той же толщины и неизменных других параметрах системы, локализация поля на частоте таммовского состояния в 2 раза слабее. Отметим также, что характеристики ОТС весьма чувствительны к изменению объемной доли наночастиц в нанокompозите.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2014 году (Задание № 3.1276.2014/К), при поддержке РФФИ (грант № 14-02-31248) и совместного проекта СО РАН и Министерства науки и технологий Тайваня.

#### 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. Maxwell Garnett J. C. // Phil. Trans. R. Soc. Lond. 1904. V. 203. P. 385.
4. С.Я. Ветров и др. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. В. 6. С. 1129-1139

## Паттерный анализ устойчивости фрактальных признаков в многослойных системах с метаматериалами

М.Г. Давыдова<sup>1</sup>, П.В. Короленко<sup>1,2</sup>, С.Б. Рыжиков<sup>1</sup>, Ю.В. Рыжикова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.  
ryzhikovaju@physics.msu.ru

Интерес к изучению многослойных систем (МС) с метаматериалами обусловлен причинами как прикладного, так и общетеоретического характера. Полезные для практики свойства таких систем во многом связаны с наличием запрещенных зон, устойчивых к изменению наклона падающих световых пучков, с возможностью получения эффективных поляризационных делителей, с проявлением туннельных эффектов, позволяющих создавать узкополосные фильтры и широкополосные поглотители [1-2]. МС с чередующимися слоями из диэлектриков и метаматериалов могут обеспечить распространение в них импульсов со сверхсветовой скоростью, а также выполнять функции линзовых систем с высоким разрешением [3].

Несмотря на большое внимание, которое уделено в литературе, проявлению фрактальных признаков в многослойных структурах, содержащих метаматериалы, целый ряд вопросов, относящихся к условиям формирования фрактальных признаков, остается неизученным. К этим вопросам, определившим цель настоящей работы, следует отнести, прежде всего, оценку степени влияния на проявление фрактальных признаков фазовых эффектов (эффекта фазовой компенсации), а также влияние наличия метаслоев на структуру регистрируемых паттерных образований оптических характеристик МС. Требуется также дополнительная проработка вопроса об устойчивости самоподобных свойств спектров пропускания и отражения многослойных структур при различной геометрии исследуемых систем с метаслоями. Указанные вопросы рассмотрены в данной работе путем сравнения характеристик традиционных МС с диэлектрическими слоями и МС с метаматериалами на основе паттерного подхода, предложенного в [4] для оценки фрактальных свойств квазикристаллических решеток. Анализ выполнен на примере апериодических систем, построенных с использованием одномерных моделей квазикристаллов [4-5].

МС представлялись в виде блоков элементов  $A$  и  $B$ , чередующихся по определенному закону и соответствующих различным уровням генерации [5]. Так, например, начальные уровни апериодической системы Фибоначчи задаются  $S_0 = B$ ,  $S_1 = A$ ,  $S_2 = AB$ . При переходе к более высокому структурному уровню используются правила замещения:  $A \rightarrow AB$ ,  $B \rightarrow A$ . Величины  $A$ ,  $B$  и порядок их следования определяют в МС чередование слоев с показателями преломления  $N_A$  и  $N_B$ , соответственно.

В ходе расчетов спектров отражения и пропускания МС использовался известный матричный подход [6]. Для более отчетливого представления деталей спектральных зависимостей применялось логарифмическое представление:  $r = -\ln(1-R)$ , где  $r$  – приведенный коэффициент отражения,  $R$  – коэффициент отражения МС, связанный с коэффициентом пропускания  $T$  соотношением:  $R = 1-T$ .

Наличие метаматериалов существенно усложняет и значительно видоизменяет оптические характеристики МС. Эти изменения могут быть проанализированы на основе паттерного анализа [4], базирующегося на фиксации и определении особенностей отдельных самоподобных элементов (паттернов) в рассматриваемых

распределениях. Регистрируя наличие и форму того или иного паттерна, можно судить об пространственных структурных особенностях изучаемых систем, а также о динамике их изменения.

В качестве образца паттерна выбирается один из характерных элементов в самоподобном пространственном спектре анализируемой МС. Причем пространственный спектр многослойной структуры формируется с помощью фурье-преобразования системы дельта-функций с координатами, соответствующими границам образующих слоев квазикристаллической структуры. Следует отметить, что пространственный спектр позволяет выделить характерные для рассматриваемой системы структурные образования – паттерны – используемые для идентификации МС.

Расчеты проводились в предположении, что слои  $A$  выполнены из метаматериала, который в определенном спектральном интервале характеризуется отрицательным показателем преломления. Считалось, что между слоями  $A$  находится вакуум. Вакуумные промежутки соответствуют расположению слоев  $B$ . Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  и магнитная восприимчивость  $\mu$  метаматериала задавалась в наиболее общем виде с помощью выражений, которые отражают экспериментальные данные и уже использовались в ряде работ при проведении численного моделирования и проверке результатов экспериментов [1, 7].

Формулы, описывающие поведение  $\varepsilon$  и  $\mu$ , имеют вид

$$\begin{aligned}\varepsilon_A(f) &= 1 + \frac{5^2}{0.9^2 - f^2} + \frac{10^2}{11.5^2 - f^2}, \\ \mu_A(f) &= 1 + \frac{3^2}{0.902^2 - f^2}\end{aligned}\quad (1)$$

где  $f$  – частота в ГГц. Кроме соотношения (1) анализировались также другие дисперсионные зависимости, представленные в ряде работ [8-9].

При использовании (1) дискретизация изменения величины  $f$  производилась с использованием соотношения

$$f_k = 1.5(1 + 0.0033k), \quad (2)$$

где  $k = 0 \dots 2000$ .

Результаты численного моделирования показали, что дисперсионные эффекты значительным образом влияют как на положение, так и на форму паттерных образований. Для исключения влияния этих эффектов в областях, где показатель преломления положительный или отрицательный, а также в переходной области, рассматривается упрощенная зависимость диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_A$  и магнитной восприимчивости  $\mu_A$  слоев  $A$  от частоты. Для слоев  $A$  задавалось  $|\varepsilon_A| = 9$ ,  $|\mu_A| = 1$ . На рис. 1 представлен пример анализируемой системы Фибоначчи и ее оптических характеристик в случае упрощенной ступенчатой аппроксимации формулы (1). При этом считалось, что слои  $B$  выполнены из материала с постоянными значениями  $\varepsilon_B = 2.25$  и  $\mu_B = 1$  во всей области частот. Параметры окружающей среды принимались равными  $\varepsilon = 1$  и  $\mu = 1$ .

При таком подходе упрощенная дисперсионная модель позволяет селективным образом описать, как на структуру паттернов влияет сам факт присутствия в МС метаслоев.



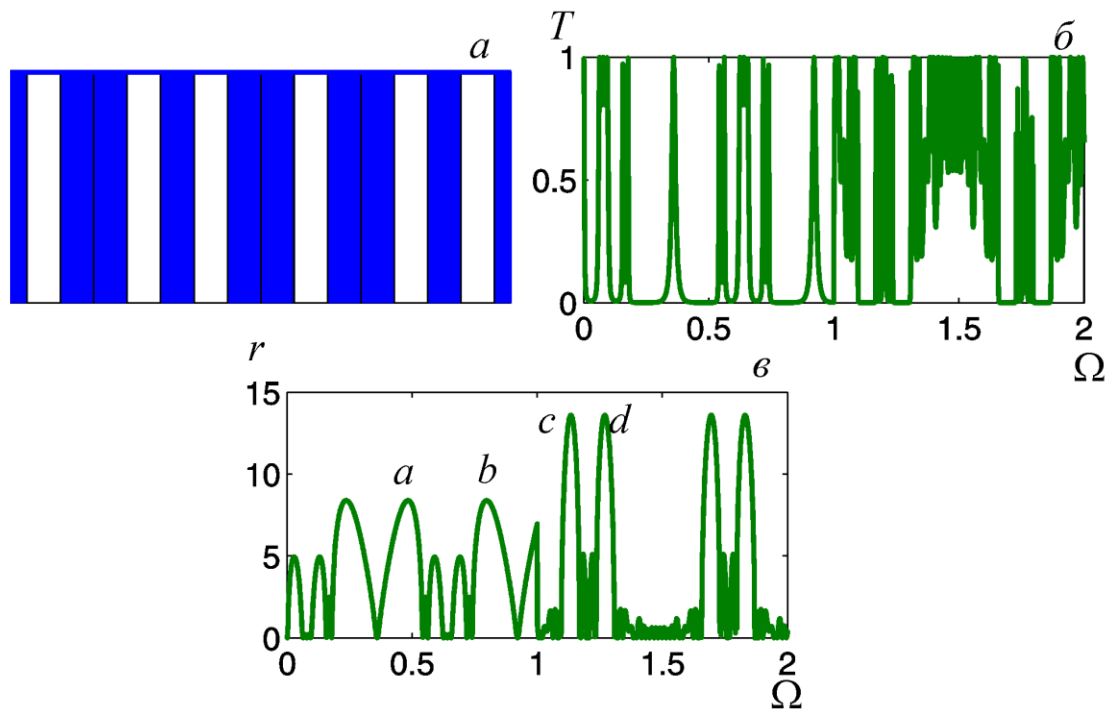


Рис. 1. Оптические характеристики многослойной системы Фибоначчи с метаматериалами (число слоев  $J = 32$ ). Фрагмент многослойной системы Фибоначчи (а), спектр пропускания  $T(\Omega)$  (б) и спектр приведенного коэффициента отражения  $r(\Omega)$  (в).  $\Omega$  – нормированная частота.  $abc$   $cd$  – паттерны структуры с метаслоями и классической диэлектрической системы, соответственно.

Выполненный анализ показывает, что наличие в рассматриваемых МС слоев из метаматериала может оказывать заметное влияние на проявление скейлинга в их оптических характеристиках, а в некоторых случаях – под влиянием фазовой компенсации даже полностью его подавлять.

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

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. Daninthe, S. Foteinopoulou, C.M. Soukoulis // *Photon. Nanostruct. Fundam. Appl.* 2006. V. 4. P. 123.
2. Y. Zhang et. al. // *Opt. Express*.2014. V. 22. No 19. P. 22743.
3. D. Lu, Z. Liu // *Nat. Comm.* 2012. V. 3. P. 1205.
4. P.V. Korolenko, S.B. Ryzhikov, Yu.V. Ryzhikova // *Phys. Wave Phenom.*2013. V. 21(4).P. 256.
5. E. Macia // *Rep. Prog. Phys.* 2012. V. 75. P. 036502.
6. Э.С. Путилин “Оптическиепокрытия” СПб.: СПбГУИТМО, 2010.
7. J. Li et. al. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 083901.
8. В.Г. Веселаго // *УФН.* 2003. Т. 173. № 7. С. 790.
9. de Medeiros F.F., Albuquerque E.L., Vasconcelos M.S. // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2006. V. 18. P. 8737.

## Фонон-поляритонные мета-атомы для дальнего ИК-диапазона

Ж.О. Домбровская, А.В. Журавлев, Г.В. Белокопытов, А.Н. Боголюбов

МГУ им. М.В. Ломоносова  
[dombrovskaya@physics.msu.ru](mailto:dombrovskaya@physics.msu.ru)

**Введение.** Композитные материалы, метаматериалы и фотонные кристаллы, являются, как правило, периодическими структурами. Они состоят из поляризуемых частиц, обладающих частотно избирательным резонансным откликом на электрическое и магнитное поля. Такие частицы в настоящей работе будем называть мета-атомами.

В СВЧ, терагерцовом и ближнем ИК диапазонах для создания сред с отрицательным показателем преломления в качестве метаатомов чаще всего используются металлические частицы. Это связано с тем, что на длинах волн выше плазменной металлы обладают отрицательной реальной частью диэлектрической проницаемости  $\text{Re } \varepsilon < 0$ . Отрицательная магнитная проницаемость  $\text{Re } \mu < 0$  обеспечивается магнитными резонансами.

Высокие значения поляризуемостей металлических частиц обусловлены возбуждением локализованных плазмон-поляритонов. Однако это не единственный способ обеспечить отрицательные проницаемости метаматериалов. Так в [1] были рассмотрены свойства полупроводниковых фотонных кристаллов, резонансный отклик которых является следствием возбуждения экситонных поляритонов. В настоящей работе рассмотрена еще одна возможность – использование в качестве мета-атомов сферических субволновых частиц из кварцевого стекла  $\text{SiO}_2$ .

В данном материале в дальнем ИК-диапазоне ([8.03; 9.28] мкм и [19.88; 21.46] мкм) присутствуют резонансы диэлектрической проницаемости. Они обусловлены возбуждением фононных поляритонов, то есть колебанием цепочек атомов Si-O-Si, которые сопровождаются осцилляциями дипольных моментов решетки (см. Рис. 1а) [2]. Резонансы диэлектрической проницаемости будут приводить к резонансам электрической поляризуемости частиц из данного материала. В дополнении к этому, при определенных параметрах дифракции в мета-атомах также могут возбуждаться магнитные резонансы, что может приводить к резонансам магнитной поляризуемости  $\text{Re } \mu < 0$ . Следовательно, показатель преломления метаматериала, составленного из таких диэлектрических включений, может быть отрицательным в некотором диапазоне длин волн.

**Модель дисперсии.** В большинстве работ по изучению оптических свойств частиц из кварцевого стекла для описания показателя преломления  $n$  используется трехпараметрическая модель Селлмейера [3]. Однако она не применима вблизи резонансов, ее корректность, согласно работе [4], подтверждена экспериментально только в диапазоне от 0.21 до 6.7 мкм. Рассматриваемые в настоящей работе диапазоны лежат за его пределами. Аппроксимация в них может быть осуществлена модифицированными функциями Фогта [5]. Такой подход учитывает естественную ширину колебательной линии и уширение вследствие структурной неупорядоченности материала. Если второй фактор доминирует, то модель может быть упрощена. В этом случае аппроксимация осуществляется с помощью функций Гаусса  $g_{cj}^{kkg}$  и  $g_{cj}$  по формуле [6]

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_{\infty} + \sum_j [g_{cj}^{kkg}(\lambda) + ig_{cj}(\lambda)], \quad (1)$$

где  $\varepsilon_\infty$  – диэлектрическая проницаемость на высоких частотах (для  $\text{SiO}_2$   $\varepsilon_\infty = 1$ ),  $\lambda$  – длина волны,  $i$  – мнимая единица.

Результаты расчетов  $n(\lambda)$  в рамках описанной модели были проведены в работе [2], они представлены на Рис. 1 б. На графике отчетливо прослеживаются три области значительного поглощения: [9; 9.5] мкм, [12; 13] мкм и [21; 21.5] мкм. Первый резонанс возникает вследствие продольных колебаний атома О, при этом связи Si-O и O-Si растягиваются и сжимаются в противофазе [7]. Второй и третий максимумы обусловлены колебаниями атома О перпендикулярно линии, соединяющей атомы Si-Si. Молекулярные связи растягиваются и сжимаются симметрично [8].

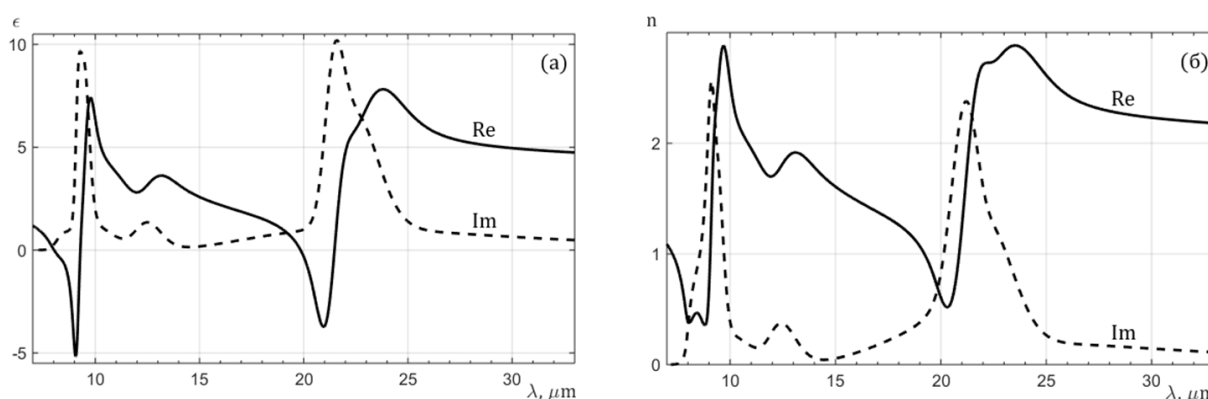


Рис. 1. Дисперсия кварцевого стекла при комнатных температурах: (а) – диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$ , (б) – показатель преломления  $n$ . Сплошная кривая – действительная часть, пунктирная – мнимая.

**Поляризуемость сферических частиц.** Для исследования свойств двумерных метаматериалов (метапленок) необходимо предварительно изучить поляризуемости составляющих их мета-атомов. Электрическая  $\alpha_e$  и магнитная  $\alpha_m$  поляризуемости сферических частиц могут быть рассчитаны на основе аналитических соотношений теории рассеяния Ми:

$$\alpha_e = \frac{6\pi i}{k_0^3} a_1(n, x); \quad \alpha_m = \frac{6\pi i}{k_0^3} b_1(n, x), \quad (2)$$

где  $a_1$  и  $b_1$  – первые парциальные амплитуды разложения рассеянного излучения в ряд по сферическим гармоникам (выражаются через функции Бесселя-Риккати) [9],  $x = k_0 a$  – параметр дифракции,  $k_0$  – волновое число в вакууме,  $a$  – радиус частицы. Формулы (2) были получены в рамках дипольного приближения [10] и могут применяться даже если для мета-атомов не выполнено условие квазистационарности [11].

Ниже на Рис. 2 представлены результаты расчета компонент поляризуемости, нормированных на объем  $V$  частицы. При изменении размеров метаатомов зависимости действительной частей нормированной электрической поляризуемости  $\text{Re } \alpha_e / V$  практически совпадают. Это справедливо и для  $\text{Im } \alpha_e / V$  (см. Рис. 2 а, б). Такое безразмерное поведение резонансов, несвойственное для металлов, обусловлено дисперсией диэлектрической проницаемости диэлектрика  $\text{SiO}_2$ . По этой же причине  $\text{Re } \alpha_e < 0$  в приблизительно тех же диапазонах, где  $\text{Re } \varepsilon < 0$ . Наличие магнитных резонансов в мета-атоме приводит к тому, что  $\text{Re } \alpha_m < 0$ . Глубина минимума зависит

от размера частицы (см. Рис. 2 в). Следует отметить, что присутствуют ограничения сверху на радиус, связанные с применимостью дипольного приближения [12].

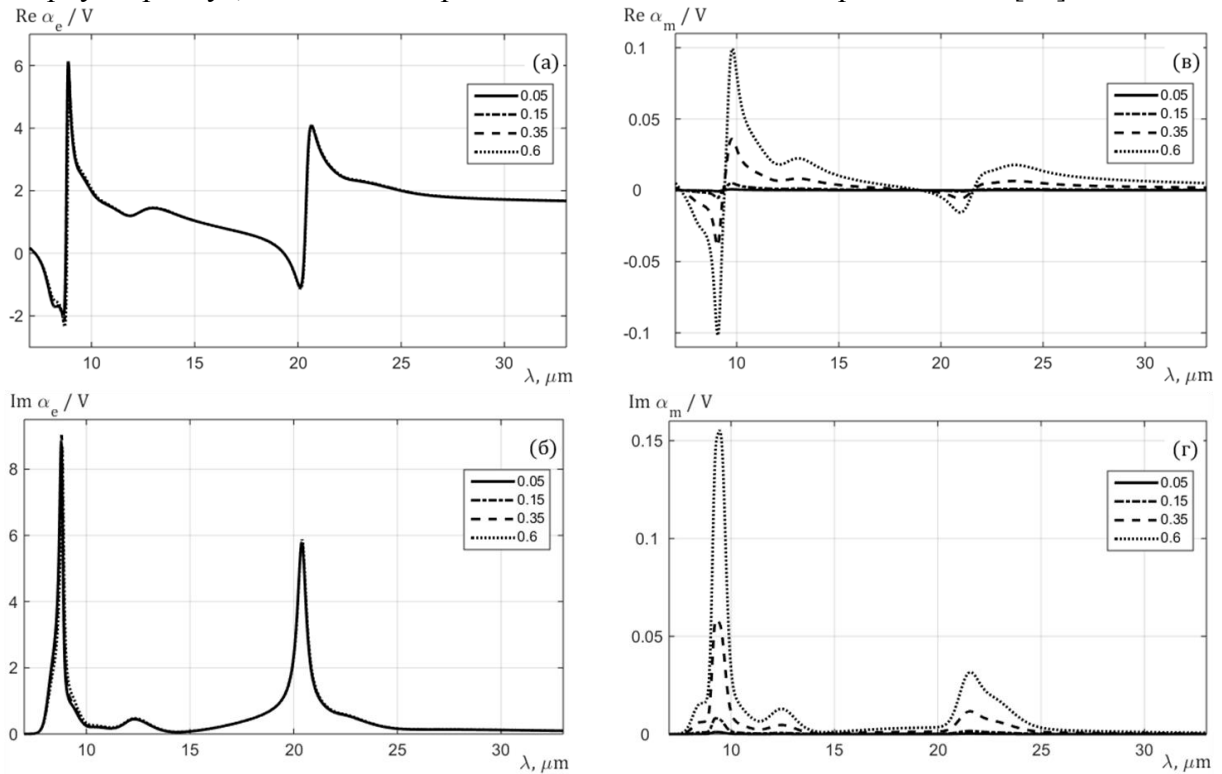


Рис.2. Спектры действительной и мнимой частей нормированных поляризуемостей: (а, б) – электрической  $\alpha_e/V$  и (в, г) – магнитной  $\alpha_m/V$ .

**Электродинамические характеристики метапленки.** Методика расчета коэффициентов прохождения  $T$  и отражения  $R$  метапленки основана на сшивании полей над и под ней с учетом эффективных граничных условий [13]. В случае нормального падения [14]

$$T = \frac{1 + (k_0/2)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms}}{1 - (k_0/2)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms} + i(k_0/2)(\alpha_{es} + \alpha_{ms})}; \quad R = \frac{-i(k_0/2)(\alpha_{es} - \alpha_{ms})}{1 - (k_0/2)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms} + i(k_0/2)(\alpha_{es} + \alpha_{ms})}, \quad (3)$$

где  $\alpha_{es}$  и  $\alpha_{ms}$  – компоненты матрицы поверхностной плотности поляризуемости метапленки, которые рассчитываются по поляризуемостям отдельных сферических частиц согласно соотношениям [15]

$$\alpha_{es} = \frac{N \langle \alpha_e \rangle}{1 - N \langle \alpha_e \rangle / 4r}; \quad \alpha_{ms} = \frac{N \langle \alpha_m \rangle}{1 + N \langle \alpha_m \rangle / 4r}. \quad (4)$$

Здесь угловые скобки обозначают усреднение по поверхности метапленки,  $N = 1/l^2$  – концентрация частиц,  $r \approx 0,6956l$  – радиус области влияния [16].

Коэффициент поглощения  $D$  связан с  $T$  и  $R$  соотношением  $|D|^2 = 1 - |T|^2 - |R|^2$ .

Электродинамические характеристики метапленки, составленной из шариков  $\text{SiO}_2$  радиусом  $a \approx 0.15$  мкм, который в шесть раз меньше периода решетки  $l$ , представлены на Рис. 3. Минимумы прохождения и максимумы поглощения

соответствуют резонансным длинам волн  $n(\lambda)$ . Интересно, что в дальнем ИК-диапазоне метапленки из кварцевого стекла являются практически безотражательными поверхностями.

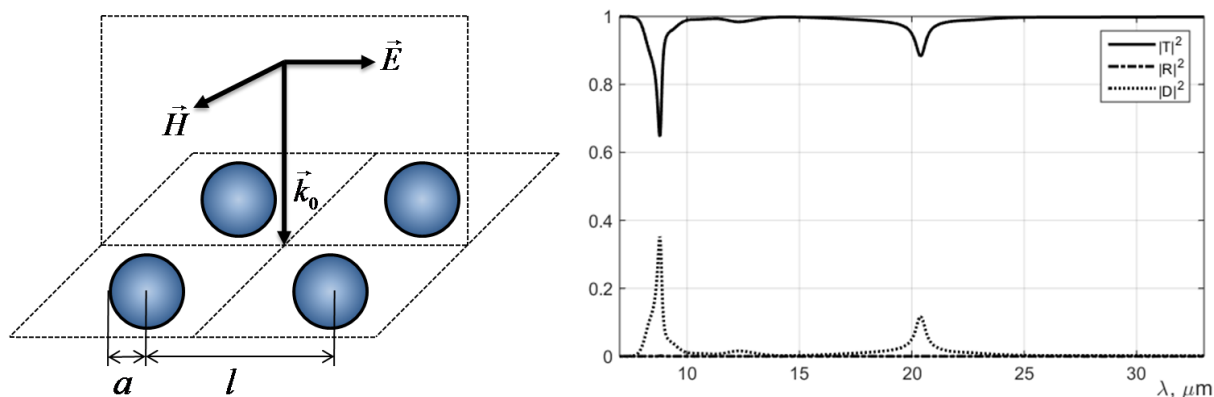


Рис.3. Структура метапленки и спектры ее мощностных коэффициентов прохождения  $|T|^2$ , отражения  $|R|^2$  и поглощения  $|D|^2$ .

**Закключение.** Нормированная электрическая поляризуемость рассмотренных субволновых мета-атомов не зависит от их размеров, а нормированная магнитная поляризуемость увеличивается с ростом радиуса. Диапазоны отрицательных значений обеих поляризуемостей практически совпадают. Отклик исследованной метапленки является резонансным. При этом на резонансных длинах волн значения коэффициентов прохождения  $|T|^2$  и поглощения  $|D|^2$  по порядку величины сопоставимы с единицей, а коэффициент отражения на три порядка меньше:  $|R|^2 \leq 1.7 \cdot 10^{-3}$ . Поэтому такие метапленки могут быть использованы для покрытия линз приборов ночного видения и видеокамер, чтобы уменьшить вероятность их обнаружения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный. // Физ. тв. тела. 2006. Т. 48. С. 540.
2. R. Kitamura et al. // Appl. Opt. 2007. V. 46. P. 8118.
3. I.H. Malitson // J. Opt. Soc. America. 1965. V. 55. P. 1205.
4. C. Tan // J. Non-Cryst. Solids. 1998. V. 223. P. 158.
5. D.D.S. Meneses et al. // J. Non-Cryst. Solids. 2005. V. 351. P. 124.
6. D.D.S. Meneses et al. // J. Non-Cryst. Solids. 2006. V. 352. P. 769.
7. I. Fanderlik "Optical Properties of Glass" N.Y: Elsevier Science, 1983.
8. A.M Efimov "Optical Constants in Inorganic Glasses" Boca Raton: CRC, 1995.
9. C.F. Bohren, D.R. Huffman "Absorption and Scattering of Light by Small Particles" N.Y.: Wiley, 1983.
10. Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлёв // Физ. волн. проц. радиотехн. сист. 2008. Т. 11. С. 41.
11. G.V. Belokopytov et al. / Phys. Wave Phenom. 2015. V. 23, P. 39.
12. А.В. Журавлев "Резонансное рассеяние электромагнитных волн сферическими частицами" дис. канд. физ.-мат. наук 01.04.03. М., 2009.
13. M. Idemen // J. Phys. Soc. Japan. 1990. V. 59. P. 71.
14. C.L. Holloway et al. // IEEE Ant. Propag. Magaz. 2012. V. 54, P. 10.
15. C.L. Holloway et al. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 2005. V. 47. P. 853.

16. E.F. Kuester et al. // IEEE Trans. Antennas. Propag. 2003. V. 51, P. 2641.

## Электромагнитные свойства поверхностных мод вдоль анизотропной гиперболической метаповерхности

О.Е. Ермаков<sup>1,2</sup>, А.И. Овчаренко<sup>1,2</sup>, А.А. Богданов<sup>1,3,4</sup>, И.В. Иорш<sup>1</sup>, Ю.С. Кившарь<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина

<sup>3</sup>Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup>Академический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup>Nonlinear Physics Center, Australian National University, Canberra, Australia

[o.yermakov@phoi.ifmo.ru](mailto:o.yermakov@phoi.ifmo.ru)

В последние годы наблюдается значительный всплеск интереса к изучению метаповерхностей. Это связано с тем, что метаповерхности могут проявлять экстраординарные свойства при управлении потоком и излучении света. Они несут в себе много интересных и важных приложений в области современных планарных технологий, хранения данных, зондирования, получения изображений со сверхразрешением [1].

В этой работе мы изучаем особый класс метаповерхностей, характеризующихся анизотропным тензором проводимости. В приближении локальной гомогенизации тензор проводимости единицы длины имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad \delta_0 = \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_{\perp}, \sigma_{\parallel}$  – компоненты тензора проводимости вдоль главных осей, имеющие некоторую частотную зависимость. Повернем систему координат на угол  $\alpha$  относительно главных осей тензора проводимости. Тогда в выбранном базисе тензор проводимости будет выглядеть следующим образом:

$$\delta = \begin{pmatrix} \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} & \sigma_{yy} = f(V, \alpha) \\ & \sigma_{zz} = f(V, \alpha) \\ & \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = f(V, \alpha) \end{aligned} \quad (3)$$

Решим систему уравнений Максвелла в форме монохроматической волны, распространяющейся вдоль главной оси тензора проводимости и убывающей в

направлении, перпендикулярном плоскости. В изотропной среде можем ввести следующий волновой вектор с соответствующим дисперсионным законом:

$$\vec{k} = (ik_x, 0, k_z)$$

$$k_z^2 - k_x^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \quad (4)$$

Электрическое и магнитное поля будут подчиняться следующим граничным условиям на проводящей анизотропной метаповерхности:

$$[\vec{n}, \vec{E}_2] - [\vec{n}, \vec{E}_1] = 0$$

$$[\vec{n}, \vec{H}_2] - [\vec{n}, \vec{H}_1] = \frac{4\pi}{c} \delta \vec{E} \quad (5)$$

Индексы 1(2) соответствуют верхней(нижней) полуплоскости относительно метаповерхности, а  $\vec{n}$  – единичный вектор нормали к поверхности.

Используя решения уравнений Максвелла и граничные условия аналитически получаем дисперсионное уравнение для поверхностных волн, распространяющихся вдоль метаповерхности.

Для исследования свойств поверхностных мод задаем дисперсию тензора проводимости в явном виде, используя модель Друде-Лоренца:

$$\delta_s = A \frac{ic}{4\pi} \frac{\omega}{\omega^2 - \Omega_s^2 + i\omega\gamma}; s = \parallel, \perp \quad (6)$$

где  $\Omega_s$  – резонансная частота вдоль главных осей тензора проводимости,  $\gamma$  – постоянная релаксации,  $A$  – постоянная, зависящая от постановки задачи. На Рис. 1 показана дисперсия тензора проводимости для безразмерных  $\Omega_{\parallel} = 3$ ,  $\Omega_{\perp} = 1$ ;  $\sim$ . Видно, что между резонансами наблюдается режим, соответствующий так называемым гиперболическим метаповерхностям [2].

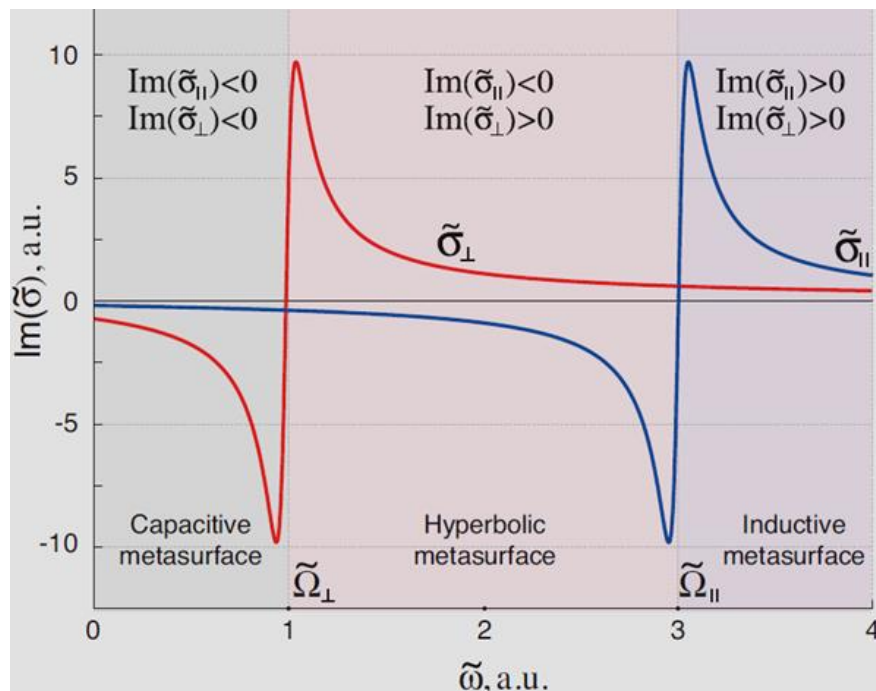




Рис. 1. Частотная зависимость мнимой части компонент тензора проводимости. Параметры тензора проводимости:  $\Omega_V = 3; \gamma = 0.05.$   
 $\Omega_{\perp} = 1; \sim$

В работе показано, что спектр поверхностных волн состоит из двух ветвей гибридной ТЕ-ТМ поляризации, которые могут быть классифицированы как квази-ТЕ и квази-ТМ плазмоны. Дисперсионные свойства этих волн имеют некоторые общие черты с магнетоплазмонами [3]. Мы также показали, что гиперболический режим метаповерхности поддерживает одновременное распространение квази-ТМ и квази-ТЕ плазмонов на одной частоте в некотором диапазоне углов распространения  $\alpha$ , аналогично Дьяконовским поверхностным волнам [4].

Некоторые особенности распространения поверхностных волн, связанные с плотностью оптических состояний или относительного направления фазовой и групповой скоростей, лучше проявляются в  $k$ -пространстве на изочастотных диаграммах. В связи с этим, подробно исследованы изочастотные контуры для квази-ТЕ и квази-ТМ плазмонов, которые представлены на Рис. 2. Из рисунка видно, что для квази-ТЕ плазмона, контур имеет форму эллипса или гиперболы в зависимости от частоты. Контур равной частоты для квази-ТМ плазмона представляют собой дугу, ромб, восьмерку или эллипс в зависимости от частоты.

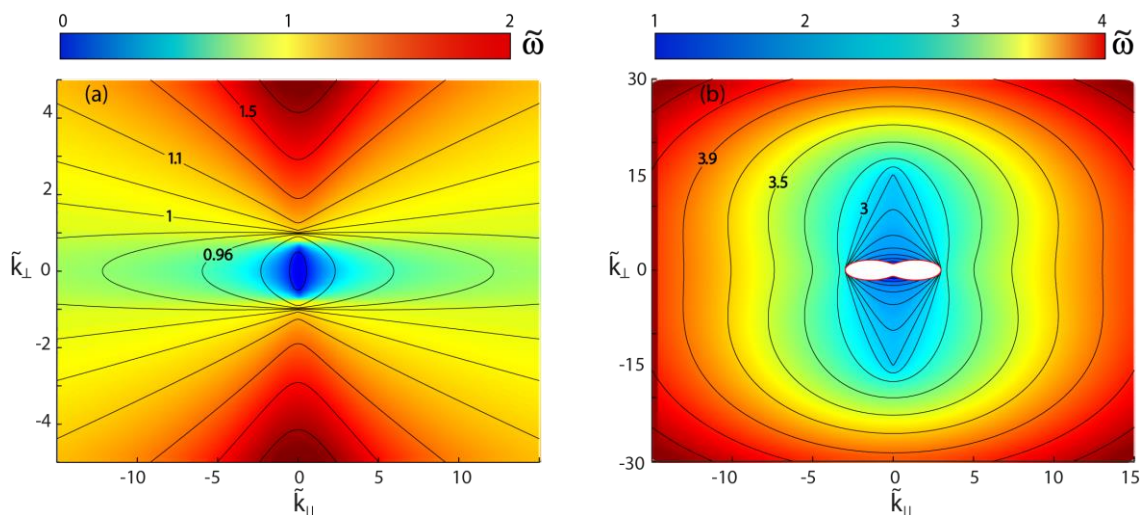


Рис. 2. Контур равной частоты для квази-ТЕ(слева) и квази-ТМ(справа) поверхностных плазмонов.

Уникальные электромагнитные свойства предложенных метаповерхностей делают их перспективными для применений в таких областях, как ближнепольная микроскопия, оптические антенны, оптические интегрированные схемы, измерение толщины тонких пленок и многих других. Учитывая относительную простоту их производства, богатую функциональность и планарную геометрию можно сказать, что они могут стать основой большого количества устройств оптики и оптоэлектроники будущего.

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. Yao and Y. Liu // Nanotechnology Reviews. 2014. V. 3. No 2. P. 177.
2. A. Poddubny et al. // Nature Photonics. 2013. V. 7. No 12. P. 948.
3. K. Chiu and J. Quinn // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. No 11. P. 4724.

4. M. I. D'yakonov // Sov. Phys. JETP. 1988. V. 94. No 4. P. 119.

## О скорости туннелирования временного импульса в одномерном фотонном кристалле

А.В. Козарь, П.Ю. Шестаков

Московский Государственный Университет, Физический факультет  
iveage@gmail.com

Исследование туннелирования электромагнитных волн представляет интерес по следующим причинам: во-первых, используя формальную аналогию между стационарным уравнением Шредингера и уравнением Гельмгольца можно определить время туннелирования (время задержки  $\tau_d$ ) квантовой частиц в фотонном барьере; и во-вторых, ответить на вопрос, возможны ли групповые скорости туннелирования  $v_{um}$  временного импульса, превышающие скорость света в вакууме [1].

В нашей работе в качестве фотонного барьера рассматривался планарный фотонный кристалл, представляющий собой двухкомпонентную плоскоструктуру.

Чистое туннелирование в такой структуре наблюдается в условиях, когда ширина спектра входного гауссова импульса  $\Delta\omega_{um}$  много меньше частотной ширины первой запрещенной полосы  $\Delta\omega_{op}$  (нормальное падение). Как и для других схем фотонных барьеров для выбранной схемы наблюдается эффект Хартмана, суть которого заключается в насыщении времени туннелирования по мере увеличения длины барьера  $l$ . Формальное определение скорости туннелирования, как отношение длины фотонного барьера к времени задержки  $\tau_d$  дает значения  $v_{um}$ , превышающие скорость света в вакууме. Выполненные эксперименты подтверждают этот результат (например [1][2]). Типичное расположение падающего, увеличенного прошедшего и реперного импульсов, полученное в экспериментах показано на рис. 1а.

В работе [3] Уинфул предположил, что время задержки  $\tau_d$  не является временем распространения импульса, а сам процесс туннелирования приобретает квазистатический характер. Здесь речь идет об огибающей входного импульса, пространственный размер которой в известных экспериментах превышает толщину фотонных барьеров. При таких условиях удовлетворяется соотношение  $\Delta\omega_{um}/\Delta\omega_{op} \ll 1$ . На рис.2 показана зависимость  $\tau_d(l)$  и выделена область квазистатичности. Время задержки (как и время пребывания квантовой частицы в фотонном барьере) определяется величиной средней запасенной энергии в фотонном барьере. Поле внутри фотонного барьера представляет собой спадающую по амплитуде стоячую волну, которая остается неподвижной по  $z$  структурой и модулируется входным импульсом.

В настоящей работе с помощью численного моделирования выполнен ряд исследований, иллюстрирующий изложенный выше процесс туннелирования. Выяснено влияние френелевского отражения на границах плоскоструктурной структуры при различных значениях диэлектрического контраста между средой и структурой. С этой целью в качестве метода расчета использовался метод матриц переноса [4], учитывающий многократное отражение от границ в каждом слое. Показано что, при учете френелевского отражения происходит искажение формы стоячей волны, уменьшение запаса энергии в слоях структуры, что ведет к уменьшению временного сдвига между падающим и прошедшим импульсами.

Также рассмотрено туннелирование импульсов различной длительности. По мере уменьшения длительности входного импульса можно определить границы насыщения времени задержки. Здесь можно ввести групповую скорость для центра тяжести излучения, которая по мере увеличения  $\Delta\omega_{умт}/\Delta\omega_{бр}$  становится больше групповой скорости в однородной среде. Это объясняется тем, что значительная часть спектра входного импульса оказывается вне запрещенной полосы. Рост  $\tau_d$  качественно определяет границы области квазистатичности.

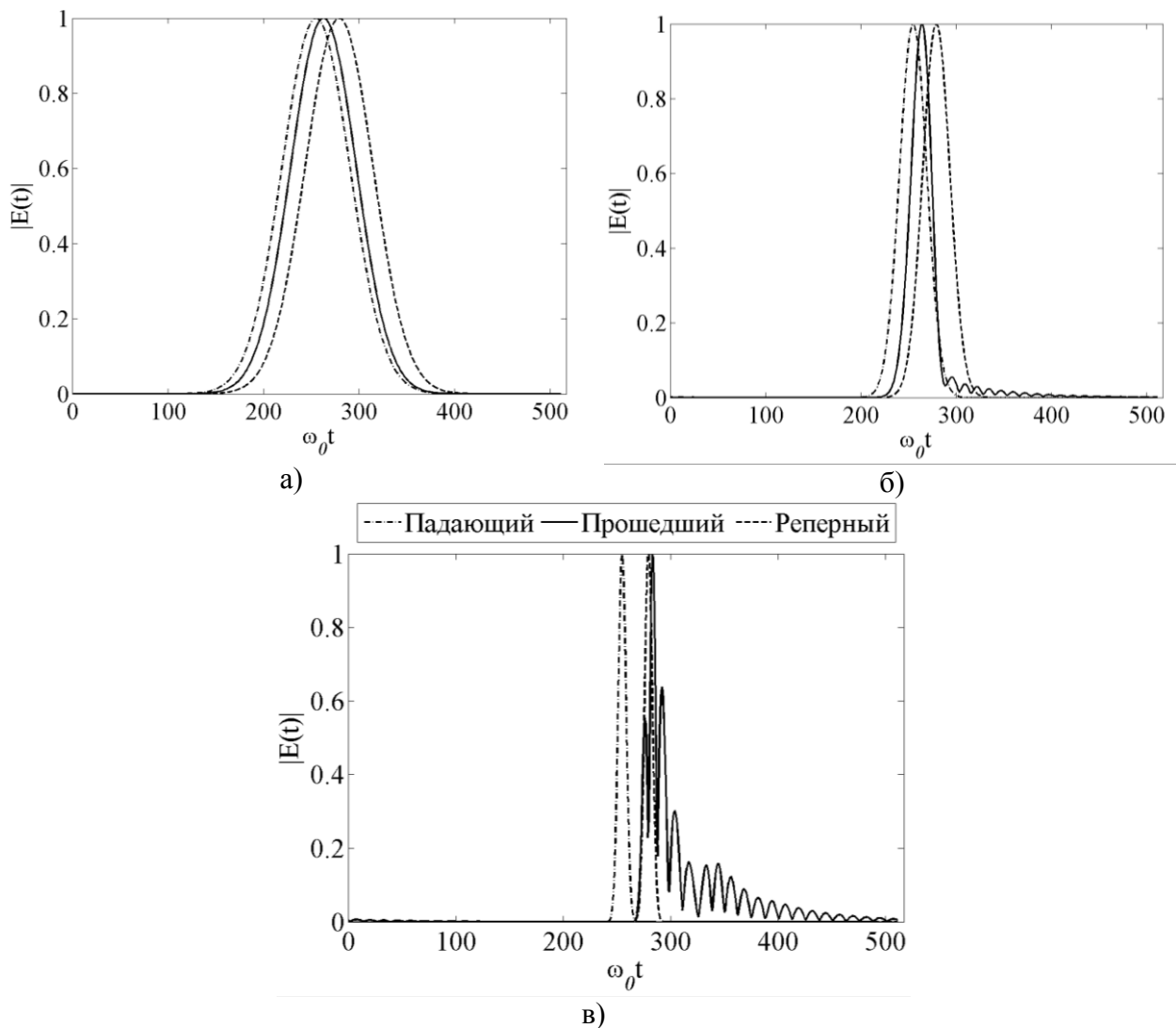


Рис. 1. Падающий, прошедший импульсы при различных соотношениях  $\Delta\omega_{умт}/\Delta\omega_{бр}$  : а) 0.19; б) 0.42; в) 1.06. Реперный импульс показывает задержку при распространении излучения через однородную среду.

Нами предложена радиотехническая схема, состоящая из генератора заданного импульсного напряжения и двух RC-цепочек с омическим («отраженный» импульс) и емкостным («прошедший» импульс) выходами. Такая схема имеет много общего с процессом туннелирования в фотонном кристалле. Показано, что время задержки для схемы, состоящей из сосредоточенных элементов пропорционально средней запасенной энергии.

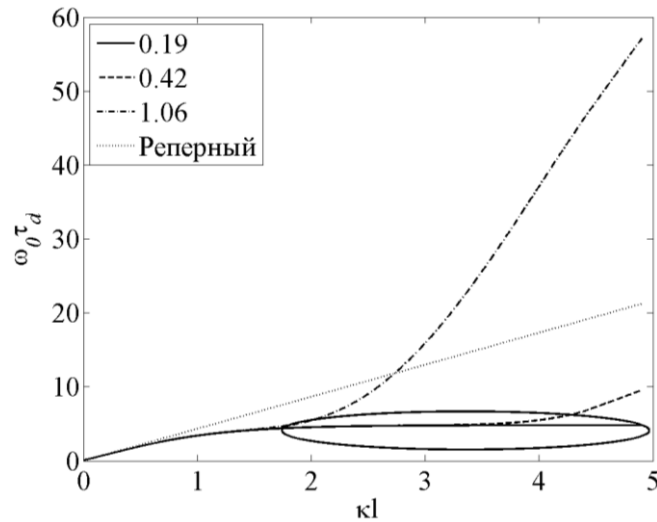


Рис.2 Время задержки импульса в фотонном барьере при различных соотношениях  $\Delta\omega_{umr} / \Delta\omega_{\text{бр}}$ . Выделенная область соответствует режиму квазистатичности.

Проведенные исследования показывают, что при туннелировании временного импульса время групповой задержки (фазовое время) не является временем распространения, и нет физических оснований вводить групповую скорость.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Б. Шварцбург А.Б. // УФН, **177**, 43–58 (2007).
2. A. Enders and G. Nimtz, // J. Phys. **I 2**, 1693 (1992).
3. S. Doiron, A. Hache et al, // Phys. Rev. **B, 76**, 023823 (2007).
4. 3. Winful, H.G., Physics Reports. 436 1-69 (2006).
5. R. Endo, R. Saito, // J. Opt. Soc. Am. **B, 28**, 2537-2542 (2011).

## Одномерная модель пластинчатого фотонного кристалла с чирпированными параметрами

М.Б. Либман<sup>1</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В.Ломоносова

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр

[limixis@gmail.com](mailto:limixis@gmail.com)

Оптические устройства с заданными дисперсионными и спектральными свойствами находят свое применение в ряде практических приложений, среди которых – генерация сверхкоротких лазерных импульсов и суперконтинуума [1]. Такими устройствами могут стать фотонные кристаллы, спектральные и дисперсионные свойства которых задаются их структурой [2]. Простейшим примером такого устройства является брэгговское зеркало, состоящее из чередующихся слоев с высоким и низким показателем преломления. Понимание этой модели дает ключ к успешному формированию нужных оптических свойств. Оказывается возможным одновременно добиться заданной дисперсии и расширить полосу отражения зеркала путем чирпирования толщины его слоев [3]. Эти методы в основном использовались для создания лазеров и интерференционных покрытий [4,5]. Тем же способом можно добиться желаемых эффектов и в фотонном кристалле.

В нашей работе мы демонстрируем, что простая модель многослойного зеркала может использоваться для моделирования трехмерного волновода с периодически меняющейся шириной. Показано, что это изменение ширины может быть пересчитано в модуляцию эффективного показателя преломления. Используя метод матрицы переноса, мы исследуем свойства запрещенных зон получившегося фотонного кристалла. Для запрещенной зоны мы получаем уравнение

$$\left(\frac{n-n_0}{n+n_0}\right)^2 \geq \left(\frac{e^{k(nl+n_0l_0)} \pm 1}{e^{knl} \pm e^{kn_0l_0}}\right)^2,$$

где  $n = n_{eff}(k, d)$  и  $n_0 = n_{eff}(k, d_0)$  - эффективные показатели преломления слоев,  $d$  и  $d_0$  - ширины слоев,  $l$  и  $l_0$  - их длины, а  $k$  - волновое число в свободном пространстве. Далее, мы приводим простые соотношения для толщин слоев, при которых запрещенная зона сужается. Затем, используя приближение для волноводной дисперсии из [8] мы строим аналитическое приближение для границ запрещенной зоны около этих особых точек (рис. 1).

Также была построена одномерная модель брэгговского зеркала с чирпированными толщинами слоев с учетом волноводной дисперсии. Был реализован аналитический метод расчета «закона чирпа» [3], нужного для достижения заданного закона дисперсии. Хотя полученный при этом результат не совпадает в точности с желаемой величиной дисперсии групповой задержки, его среднее значение соответствует нужному закону дисперсии (рис. 2). Чтобы избавиться от видимых на рис. 2 осцилляций, необходимо использовать оптимизационные алгоритмы [3].

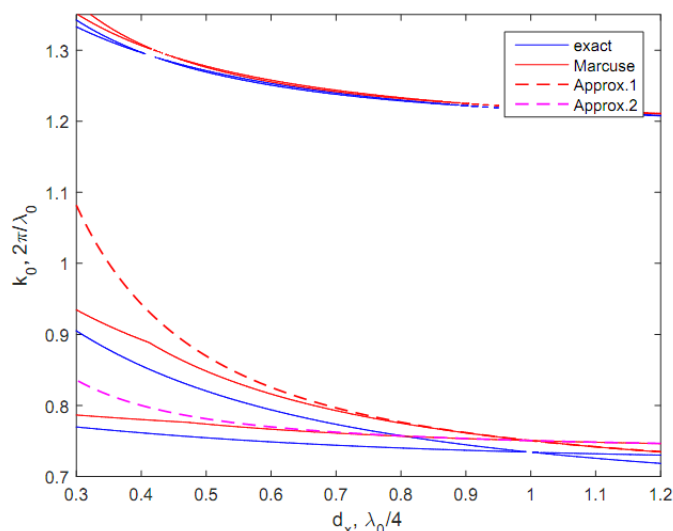


Рис. 1. Зонная структура (границы запрещенных зон) для точного закона волноводной дисперсии [7] и для его аппроксимации [8]. Пунктирные линии показывают аппроксимацию законом  $d^{3/2}$  вблизи точек пересечения ( $d$  – толщина первого слоя)

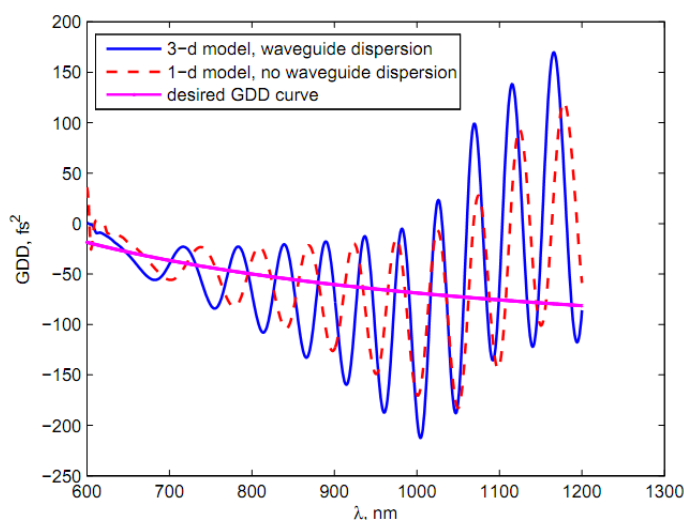


Рис. 2. Желаемая зависимость дисперсии групповой задержки (розовый) и полученная дисперсия для зеркала с рассчитанным «законом чирпа». Пунктирная и сплошная линии относятся соответственно к одномерной и трехмерной моделям.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Szipocs // Opt. Lett., 19, 201-203, (1994).
2. R. Szipocs, A. Kohazi-Kis, Appl. Phys. B, 65, 115-136, (1997).
3. N. Matuschek, Ph.D thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, 1999.
4. T. Makino, Progress In Electromagnetics Research, 10, 271-319, (1995).
5. Z. Knittel, Optics of Thin Films (John Wiley & Sons Ltd., 1976), Sec. 2.5.
6. S. J. Orfanidis, Electromagnetic Waves and Antennas, (Rutgers University, 2008)
7. J. Adams, An Introduction to Optical Waveguides (Wiley-Interscience, New York, 1981), Chap 6.
8. D. Marcuse, Light Transmission Optics (Van Nostrand Reinhold, New York, 1982), Chap.8.

## Электрическое управление дисперсионными характеристиками гибридных волн в структуре магнонный кристалл – сегнетоэлектрик – магнонный кристалл

9.

О.В. Матвеев, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: [olvmatveev@gmail.com](mailto:olvmatveev@gmail.com)

В последние годы большое внимание уделяется исследованию композитных мультиферроидных материалов, представляющих собой многослойную структуру из сегнетоэлектрических и ферромагнитных слоев. Электромагнитные волны (ЭМВ), распространяющиеся в сегнетоэлектрической пластине, оказываются сильно замедленными, что может привести к выполнению условия фазового синхронизма с магнитостатической волной (МСВ) в ферромагнитной пленке (ФП), при этом возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ) [1,2]. Использование слоев, периодических в направлении распространения ГЭМСВ, например, магнонных кристаллов (МК) приводит к формированию запрещенных зон в области первого брэгговского резонанса и возможность управления дисперсионными характеристиками с помощью внешнего электрического и магнитного поля в структуре МК-СЭ [3,4].

Данная работа посвящена исследованию структуры МК-СЭ-МК в случае касательной намагниченности (вдоль оси  $z$ ) магнонных кристаллов. При таком направлении намагниченности в магнонных кристаллах распространяются поверхностные МСВ. Каждый магнонный кристалл представляет собой ФП с намагниченностью насыщения  $M_0$ , на поверхности которой нанесены неоднородности в виде системы канавок с периодом  $L$ . Структура состоит из двух МК (рис. 1а), исходная толщина пленок  $l_{1,2}$ , глубины канавок  $\Delta l_{1,2} = l_{1,2} - t_{1,2}$ , ширина канавок  $a_2 = L - a_1$ . МК разделены слоем сегнетоэлектрика  $D$ . К слою сегнетоэлектрика приложено электрическое поле напряженности  $E$ , посредством которого возможно изменение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика.

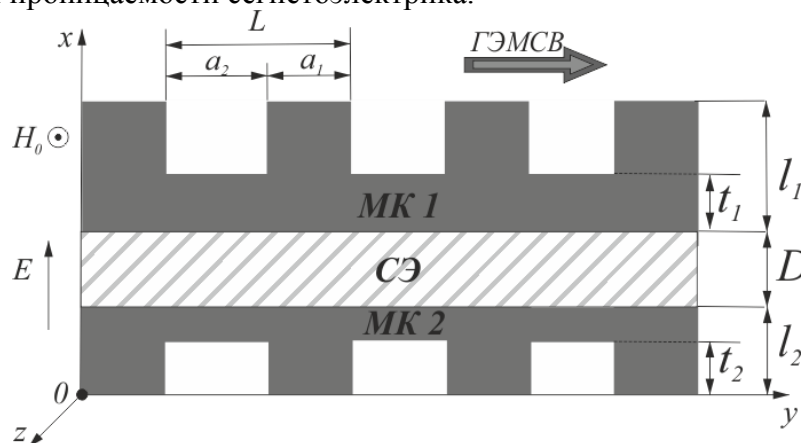


Рис. 1. Схема структуры МК-СЭ-МК.

На рис. 2а приведены дисперсионные характеристики ГЭМСВ (сплошные кривые). Также на рис.2а приведены дисперсионные характеристики следующих типов волн:

-прямая и встречная ЭМВ в СЭ в отсутствие связи между этими волнами (пунктирные линии на рис. 1б);



-прямые и встречные МСВ в ФП1 и ФП2 (штриховые линии) в отсутствие связи между этими волнами на рис. 16.

В точках пересечения дисперсионных кривых волн в изолированных слоях будет выполняться условие фазового синхронизма. При пересечении прямых волн в точках С, D происходит гибридизация волн (расталкивание дисперсионных кривых), при пересечении прямых и встречных волн в точках А, В, Е, F, G, происходит образование запрещенных зон. Причем возможно управление положением и шириной запрещенных зон внешним электрическим (при изменении диэлектрической проницаемости образца СЭ), что показано на рис. 2б.

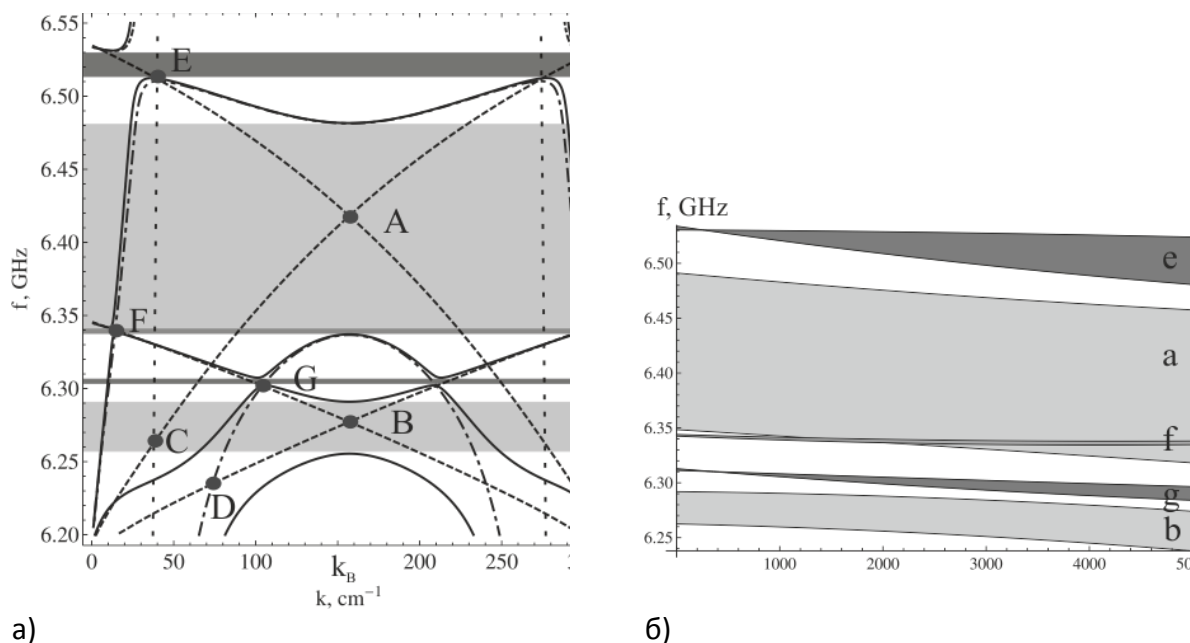


Рис. 2. (а) Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК-СЭ-МК (сплошные кривые), ЭМВ в слое СЭ (пунктирные кривые), поверхностных МСВ в структуре ФП-ФП (штриховые кривые) (б) Зависимость положения и ширины запрещенных зон от  $\epsilon$  при  $H_0 = 1500$  Э.

Таким образом, в работе показано, что в мультиферроидной структуре магнетонный кристалл - сегнетоэлектрик – магнетонный кристалл при условии фазового синхронизма МСВ и ЭМВ имеет место гибридизация данных волн, таким образом, возможно электрическое управление спектральными характеристиками волн в СВЧ-диапазоне. Последнее свойство окажется полезным для миниатюризации устройств обработки СВЧ-сигналов на основе ферромагнитных материалов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 13-07-12409-офи-м, №15-07-05901 - а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Б. Анфиногенов и др. // РЭ. 1989. Т. 34, № 3. С. 494.
2. Ал.А. Никитин и др.// Материалы III Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ» Санкт-Петербург, 2-5 июня 2014. С. 466
3. М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов // РЭ. 2014. Т. 59, № 5, С. 510.
4. А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос // ПЖТФ. 2014. Т. 40. № 13. С. 58.

## **Влияние параметров монослоя сферических частиц сегнетоэлектрика на свойства одномерного фотонного кристалла**

С.Г. Моисеев<sup>1,2,3</sup>, В.А. Остаточников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Ульяновский государственный университет*

<sup>2</sup> *Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

<sup>3</sup> *Ульяновский государственный технический университет*

[email: ost.vld@yandex.ru](mailto:ost.vld@yandex.ru)

В настоящее время активно исследуется фотонными кристаллами (ФК), основным свойством которых является появление в спектрах пропускания и отражения, так называемых, фотонных запрещенных зон (ФЗЗ). Термин запрещенная фотонная зона используют по аналогии с применяемым в твердотельной электронике понятием запрещенной энергетической зоны для электронов. Частотные зависимости оптических свойств ФК определяются составами составляющих его материалов, направлением распространения излучения, соотношением периода структуры и длины распространяющейся волны, соотношениями толщин слоёв и т.д. Нарушение периодичности ФК приводит к образованию в ФЗЗ тонких частотных областей низкого отражения, для которых значение коэффициента пропускания может быть близко к 100% [1]. Другое важное свойство фотонных кристаллов – высокая степень локализации электромагнитных волн на дефектах решетки, что позволяет использовать нелинейные оптические эффекты. Рассмотрение различных волновых процессов в ФК, а также принципов управления этими процессами представляют важную и актуальную задачу, т.к. использование управляемых ФК позволит создать, перестраиваемые под воздействием внешних полей, инструменты для лазерной и телекоммуникационной техники. Особый интерес вызывает структуры, для создания которых используются среды, имеющие резонансную частотную зависимость магнитной и диэлектрической проницаемости, т.к. резонансные частоты зависят от геометрии структуры или внешних полей. Резонанс магнитной или диэлектрической проницаемости имеют: магнетики (СВЧ), полупроводниках (ИК и оптический диапазон), плазмонные наноконпозиты (оптический диапазон) и т. д. Наиболее интересными для рассмотрения, являются ФК на основе композитных сред (КС) т. к. свойства КС определяются не только выбором составляющих, но и геометрией структуры. Среди множества вариантов геометрии, КС для рассмотрения будет выбран монослой сферических частиц. Создание монослоя будет иметь наименьшее количество технологических проблем по сравнению с другими возможными геометриями.

Для расчета отражательной и пропускной способностей ФК с внедренным монослоем наночастиц воспользуемся матричным методом для интерфейсов (метод Т-матриц). Под интерфейсом будем понимать геометрическое место точек, на котором происходит разделение падающей волны на преломленную и отраженную. В настоящей работе рассматривается случай плоских интерфейсов двух типов. Один тип интерфейсов в рассматриваемой структуре представлен границами раздела сред (рис.1, сплошная), оптические характеристики такого интерфейса определяются френелевскими коэффициентами отражения и пропускания. Второй тип интерфейса - монослой (двумерный массив) размерных частиц, размером которых можно пренебречь по сравнению с длиной волны применяемого излучения (рис.1, пунктир). Подобно границе раздела материальных сред монослой наночастиц создает отраженную и преломленную волны и может рассматриваться как интерфейс с некоторыми собственными коэффициентами отражения и пропускания.

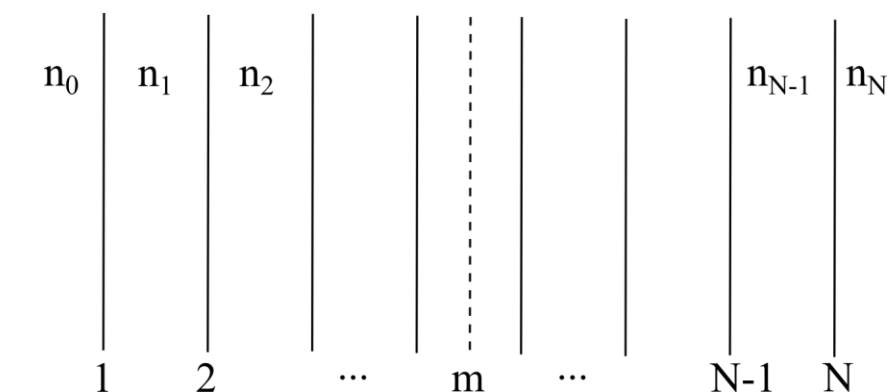


Рис. 1 Схематическое представление рассматриваемой структуры.

Рассмотрим задачу об отражении и преломлении электромагнитной волны структурой, образованной  $N$  параллельно расположенными интерфейсами. Интерфейсы делят пространство на  $N+1$  областей, заполненных оптически однородными средами с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_j$  ( $j=0...N$ ). Фактически, подобная структура представляет собой  $N-1$  плоскопараллельных слоя, размещенных между двух полубесконечных сред с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_N$ . Полагается, что среда с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_0$  расположена со стороны интерфейса с номером 1, а среда с проницаемостью  $\varepsilon_N$  - с номером  $N$ . В настоящей работе ограничимся рассмотрением случая непоглощающих сред, для которых все  $\varepsilon_j$  являются действительными величинами.

Направим координатную ось  $z$  декартовой системы координат вдоль оси стратификации структуры в направлении нарастания порядкового номера интерфейсов. Местоположение  $j$ -го интерфейса задается координатой  $z_j$  ( $j=1...N$ ), причем  $z_j < z_{j+1}$ . Пары соседних интерфейсов, имеющих номера  $j$  и  $j+1$ , разделены слоями толщиной  $h_j = z_{j+1} - z_j$ .

Пусть на рис. 1 плоскостойкую структуру из среды с диэлектрической проницаемостью падает плоская монохроматическая волна. Ограничимся рассмотрением случая, когда падающая волна распространяется вдоль нормали к границе раздела сред. Взаимосвязь напряженностей полей падающей ( $E_i$ ), отраженной ( $E_r$ ) и прошедшей ( $E_t$ ) волн представим в виде матричного уравнения

$$\begin{pmatrix} E_i \\ E_r \end{pmatrix} = \hat{G} \begin{pmatrix} E_t \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $\hat{G}$  - матрица переноса для всей структуры, составленная из матриц интерфейсов и разделяющих их слоев. В (1) учтено, что в полубесконечной области, примыкающей к  $N$ -му интерфейсу, формируется только проходящая волна.

$$\hat{G} = \left( \prod_{j=1}^{m-1} \hat{I}_j \hat{F}_j \right) \hat{I}_m \left( \prod_{j=m}^{N-1} \hat{F}_j \hat{I}_{j+1} \right), \quad (2)$$

где  $\hat{F}_j$  - матрица переноса для  $j$ -го слоя, имеющего фазовую толщину  $\delta_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j} h_j$ ,  $\hat{I}_j$  - матрица интерфейса,  $\hat{I}_m$  - матрица монослоя.

Матрица переноса для  $j$ -го слоя, имеющего фазовую толщину  $\delta_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j} h_j$ , где  $k_0 = \omega / c$ ,  $\omega$  и  $c$  - частота и скорость волны в вакууме, представляется в виде:

$$\hat{F}_j = \begin{pmatrix} \exp(i\delta_j) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta_j) \end{pmatrix} \quad (3)$$

Матрица переноса для  $j$ -го интерфейса, разделяющего слои с проницаемостями  $\sqrt{\varepsilon_{j-1}}$  и  $\sqrt{\varepsilon_j}$ , представляется в виде:

$$\hat{I}_j = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\sqrt{\varepsilon_{j-1}} - \sqrt{\varepsilon_j}}{2\sqrt{\varepsilon_{j-1}}} \\ \frac{\sqrt{\varepsilon_{j-1}} - \sqrt{\varepsilon_j}}{2\sqrt{\varepsilon_{j-1}}} & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Для монослоя  $\hat{I}_m$  принимает следующий вид:

$$\hat{I}_m = \frac{1}{t_m} \begin{pmatrix} 1 & -r_m \\ r_m & t_m^2 + r_m^2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

где

$$r_m = \frac{1 - i(k_0/2)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms}}{1 + i(k_0/2)(\alpha_{es} + \alpha_{ms}) + (k_0/2)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms}}, \quad (6)$$

$$t_m = \frac{-i(k_0/2)(\alpha_{es} + \alpha_{ms})}{1 + i(k_0/2)(\alpha_{es} + \alpha_{ms}) + (k_0/2)^2 \alpha_{es} \alpha_{ms}}. \quad (7)$$

Параметры  $\alpha_{es}$  и  $\alpha_{em}$  - эффективные электрическая и магнитная поляризуемости монослоя, соответственно. Дисперсионные зависимости  $\alpha_{es}$  и  $\alpha_{em}$  имеют области резонансного поглощения в СВЧ области спектра на длинах волн  $\lambda_{es}$  и  $\lambda_{em}$  [2].

Отражательная, пропускная и поглощательная способности структуры, описываемой передаточной матрицей (2), рассчитываются по формулам:

$$T = \left| \frac{1}{\hat{G}_{11}} \right|^2, \quad (8)$$

$$R = \left| \frac{\hat{G}_{21}}{\hat{G}_{11}} \right|^2, \quad (9)$$

$$A = 1 - R - T. \quad (10)$$

Рассмотрим одномерный ФК, в котором два симметричных брэгговских зеркала разделены монослоем сферических частиц (рис.1). Подберем параметры ФК таким образом, что толщина слоев будет соответствовать четвертьволновым пластинам для

длины волны  $\lambda_{em}$ :  $\delta_j = \lambda_{em} / 4$ . Для рассмотрения свойств монослоя выбраны частицы радиусом  $r = 1.35$  мкм. На рис. 2 показаны спектры отражения ФК, в котором монослой составлен сферическими частицам, и образующими сетку с квадратными ячейками. Параметр  $D$  характеризует расстояние между двумя ближайшими частицами. Выбранная конфигурация слоев ФК соответствует интерференционному фильтру (ИФ) с полосой пропускания с частотой максимума  $\lambda_0 = \lambda_{em}$ , при равенстве отношения  $D/r = 4.3$  коэффициент отражения на  $\lambda_{em}$  равен  $R(\lambda_{em}) = 0.6$ . Увеличение расстояния между частицами приводит к уменьшению амплитуду резонанса  $\alpha_{em}$ , что приводит к снижению отражения в области пропускания ИФ, при  $D/r = 4.3$   $R(\lambda_{em}) = 0.4$ .

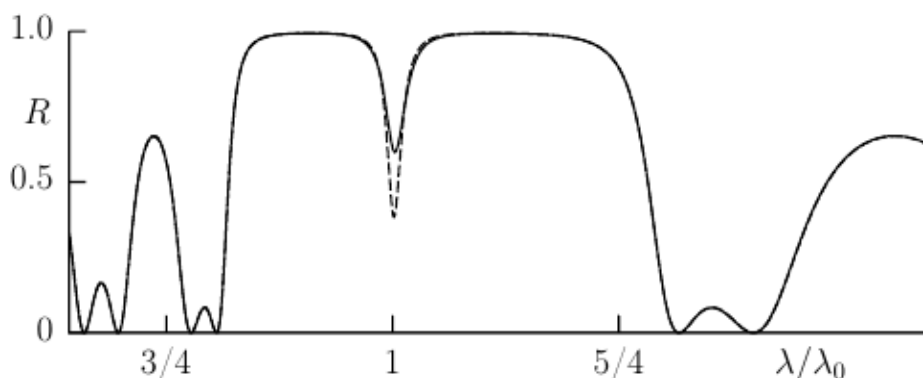


Рис.1 Коэффициент отражения ФК  $\lambda_0 = 137$  мкм. Соотношение параметра решетки к радиусу частиц  $D/r=4.3$  и  $6.25$  (сплошная и пунктир).

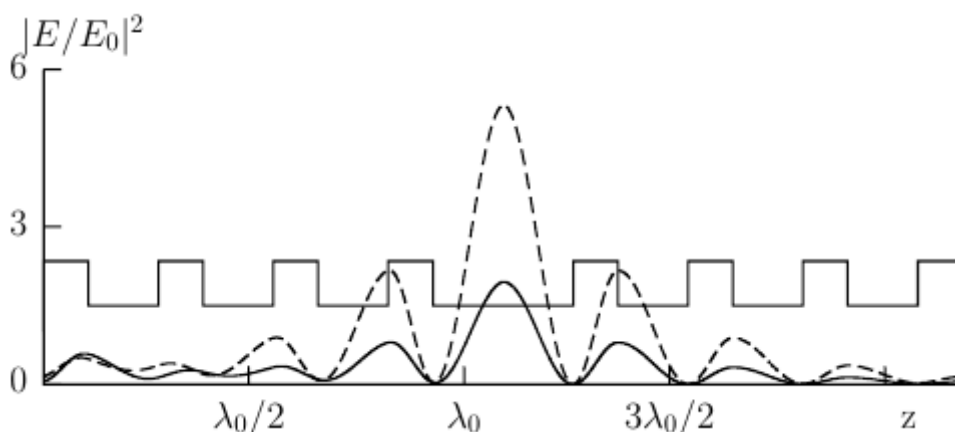


Рис.2. Распределение электрического поля в ФК содержащем монослой сферических частиц решетки к радиусу частиц  $D/r=4.3$  и  $6.25$  (сплошная и пунктир).

На рис. 2 показано распределение амплитуды электрического поля  $E$  нормированной на значение амплитуды поля  $E_0$  на первой границе ФК, при  $D/r=4.3$  максимум амплитуды локализован в центре структуры (сплошная). Увеличение расстояния между частицами приводит к увеличению амплитуды поля локализованного на монослое (пунктир).

Проведенный анализ показывает, что изменяя параметры монослоя можно эффективно управлять свойствами ФК.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 14.Z50.31.0015 и ГЗ № 3.2202.2014/К ).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. A. Sukhoivanov, I. V. Guryev Band // Springer Series in Optical Sciences. 2009 V.152, pp 41-65.
2. G. V. Belokopytov et al. // Physics of Wave Phenomena. 2015. V.23, No 1, pp 39-45.

## Спектральные свойства фотонного кристалла, сопряженного с наноккомпозитом, содержащим частицы с оболочками

П.С. Панкин<sup>1,2</sup>, С.Я. Ветров<sup>1,2</sup>, И.В. Тимофеев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

<sup>3</sup>Сибирский федеральный университет, Лаборатория нелинейной оптики и спектроскопии

[ppankin@sfu-kras.ru](mailto:ppankin@sfu-kras.ru)

Оптические материалы, имеющие запрещенные зоны (ЗЗ) в собственном энергетическом спектре, получили название фотонные кристаллы (ФК) – новый класс материалов для фотоники и оптоэлектроники, диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света. Новые способы управления светом возникают, если в качестве дефектного слоя в одномерном ФК использовать изотропный слой наноккомпозита (НК), имеющий резонансную дисперсию, и состоящий из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений сферической формы. В этом случае, наряду с дефектной модой в ЗЗ, появляется полоса непропускания, обусловленная поглощением света на резонансной длине волны диэлектрической проницаемости (ДП) НК [1]. При сопряжении ФК с НК, на границе раздела возможно получение оптического таммовского состояния (ОТС), или, иначе, таммовского плазмон-поляритона [2]. В данной работе показано, что при рассмотрении сферических наночастиц, имеющих диэлектрическое ядро и металлическую оболочку, диспергированных в НК, возможно получить в спектре одновременно как полосу непропускания, связанную с поглощением, так и ОТС.

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную с одной, или двух сторон слоем НК. НК-слой толщиной  $W_d = 150$  нм состоит из слоистых сферических наночастиц с оболочкой, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_m = 2.56$ . В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой двуокиси циркония ( $ZrO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a = 4.16$  и двуокиси кремния ( $SiO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_b = 2.10$ . 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  $N = 16$  или  $17$  слоев, включая наноккомпозитные слои на границах ФК.

Эффективная диэлектрическая проницаемость наноккомпозита определяется формулой Максвелла Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении композитных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные металлические включения малой объемной доли [3]:

$$\epsilon = \epsilon_m \left( 1 + \frac{3f\alpha}{1-f\alpha} \right), \quad (1)$$

где  $f$  – фактор заполнения, т. е. доля наночастиц в матрице, параметр  $\alpha$  пропорционален дипольной поляризуемости слоистой наночастицы. Для сферической частицы с ДП ядра  $\epsilon_c$  и оболочки  $\epsilon_s$ , находящейся в среде с ДП  $\epsilon_m$  данный параметр определяется следующим выражением [3]:

$$\alpha = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_m)(\epsilon_c + 2\epsilon_s) + \beta(\epsilon_m + 2\epsilon_s)(\epsilon_c - \epsilon_s)}{(\epsilon_s + 2\epsilon_m)(\epsilon_c + 2\epsilon_s) + 2\beta(\epsilon_s - \epsilon_m)(\epsilon_c - \epsilon_s)}, \quad (2)$$

где  $\beta$  – это отношение объема ядра частицы к ее полному объему. В рассматриваемой нами структуре наночастицы состоят из диэлектрического ядра с ДП  $\epsilon_c = 3$  и серебряной оболочки с ДП  $\epsilon_s$ , выражаемой формулой Друде-Зоммерфельда:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_0$  – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\gamma$  – коэффициент затухания (величина, обратная времени релаксации электронов),  $\omega$  – частота падающего света. Для серебра  $\epsilon_0 = 5$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.02$  эВ.

На рисунке 1 приведена зависимость эффективной ДП НК, от длины волны падающего света для выбранных нами параметров нанокompозита. Из рисунка видно, что возникают две резонансные части ДП, природа которых связана с плазмонным резонансом наночастиц [3,4]. Коротковолновая резонансная часть ДП соответствует плазмону, локализованному на границе диэлектрического ядра и металлической оболочки, длинноволновая – локализованному на границе металлической оболочки и диэлектрической матрицы. При увеличении ДП ядра, резко увеличивается коротковолновая резонансная часть ДП, в то время как длинноволновая уменьшается незначительно. При увеличении ДП матрицы происходит обратная ситуация. Кроме того происходит смещение обоих резонансов в длинноволновую область. При уменьшении толщины оболочки, увеличивается связь локализованных на ее границах плазмонов и наблюдается движение коротковолновой резонансной части ДП в область коротких длин волн, длинноволновой – в сторону увеличения длины волны.

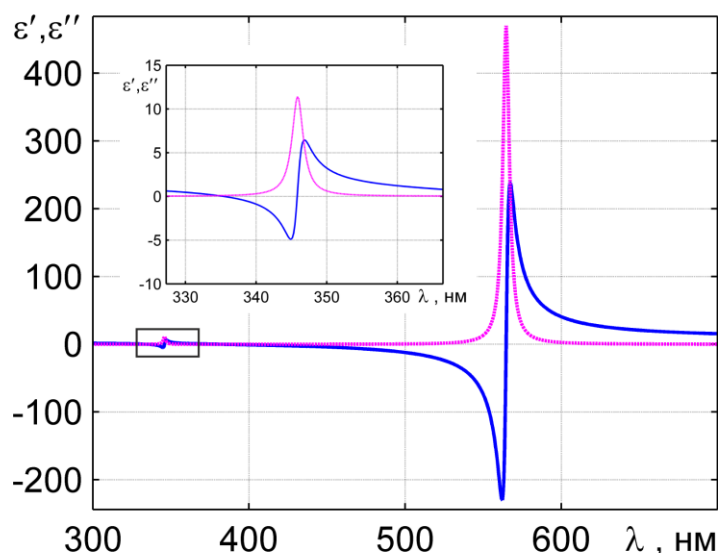


Рис. 1. Действительная  $\epsilon'$  (синий) и мнимая  $\epsilon''$  (пурпурный) части диэлектрической проницаемости нанокompозита в зависимости от длины волны падающего света. На вставке в увеличенном масштабе показан участок, выделенный черной рамкой. Параметры  $f = 0.4$ ,  $\beta = 0.4$ ,  $\epsilon_m = 2.56$ ,  $\epsilon_c = 3$

На рисунке 2а показаны спектры пропускания ФК, состоящего из 15 слоев и сопряженного с одной стороны со слоем нанокompозита при отсутствии наночастиц в НК и при факторе заполнения, равном 0.4. Из рисунка видно, что при введении наночастиц спектр качественно изменяется. На длине волны около 345 нм формируется зона непропускания, природа которой связана с поглощением света на резонансной



длине волны, соответствующей коротковолновой резонансной части ДП НК (Рис. 1). Исходная ЗЗ увеличивается почти вдвое, что объясняется высоким отражением света на данных длинах волн, которое возникает из-за большой отрицательной величины действительной части ДП НК (Рис.1). Кроме того, вблизи коротковолновой границы ЗЗ возникает пик пропускания, связанный с возникновением оптического таммовского состояния. Световое поле в таммовском плазмон-поляритоне локализовано в области, соизмеримой с длиной волны. Распределение локальной интенсивности поля на длине волны 391.5 нм, соответствующей ОТС, показано на рисунке 2б. Поле локализуется на границе ФК и НК, это связано с тем, что на данной длине волны НК имеет отрицательную действительную часть ДП – он подобен металлу. Вглубь ФК огибающая интенсивности убывает экспоненциально, в связи с тем, что данная длина волны попадает в ЗЗ ФК.

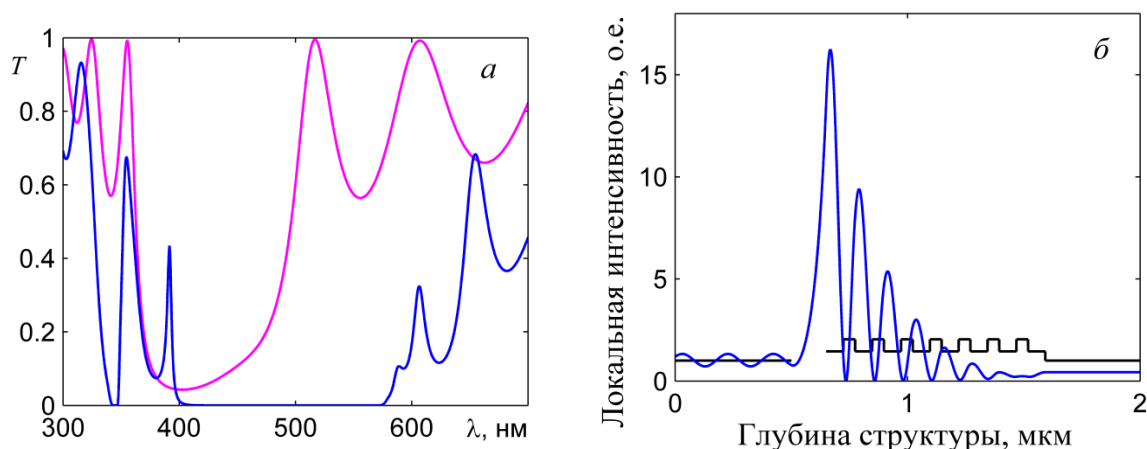


Рис.2. Коэффициент пропускания  $T$  ФК, сопряженного со слоем НК, в зависимости от длины волны падающего света (а). Параметры  $W_d = 150$  нм,  $f = 0$  (пурпурный),  $f = 0.4$  (синий). Пространственное распределение локальной интенсивности поля (б) (квадрат модуля напряженности электрического поля) (синий) Локальная интенсивность нормирована на входную интенсивность света. Показатели преломления слоев (черный)

На рисунке 3 показаны спектры пропускания ФК, состоящего из 15 слоев и ограниченного с одной или обеих сторон слоем нанокompозита при факторе заполнения, равном 0.4. При введении второго слоя нанокompозита, в спектре пропускания возникает расщепление пика в ЗЗ ФК, величина которого равна 6.2 нм. Такое расщепление резонансной таммовской длины волны объясняется снятием вырождения, которое обусловлено взаимным влиянием локализованных на границе раздела оптических таммовских мод. Полоса непропускания, связанная с поглощением в коротковолновой области спектра практически не изменяется.

Распределение локальной интенсивности поля на длинах волн, соответствующих расщепленным пикам, увеличенным на рисунке 3 во вставке, показано на рисунке 4. Черным цветом изображено распределение по структуре напряженности электрического поля, нормированного на напряженность падающего света. Из рисунка видно, что при совмещении ФК с двумя слоями НК, образовались связанные таммовские плазмон-поляритоны. Распределение поля имеет разную симметрию для каждого из пиков и зависит от числа слоев в структуре, заключенной между нанокompозитными слоями. Огибающая локальной интенсивности поля убывает экспоненциально вглубь ФК с каждой стороны.

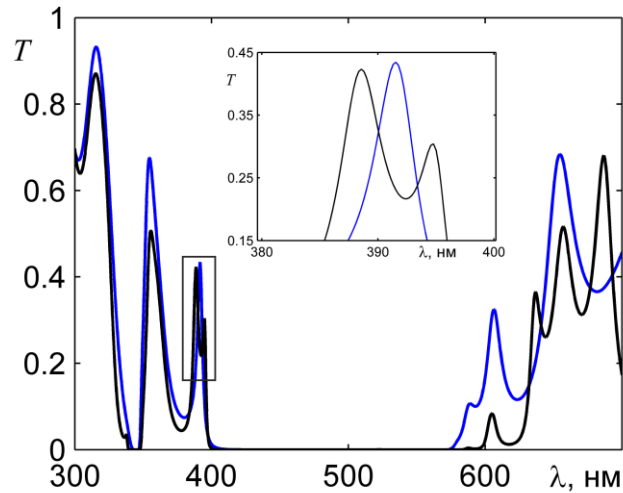


Рис.3. Коэффициент пропускания  $T$  ФК, ограниченного с одной стороны (синий) и с двух сторон (черный) слоем НК, в зависимости от длины волны падающего света. На вставке в увеличенном масштабе показан участок, выделенный черной рамкой. Параметры  $W_d = 150$  нм,  $f = 0.4$

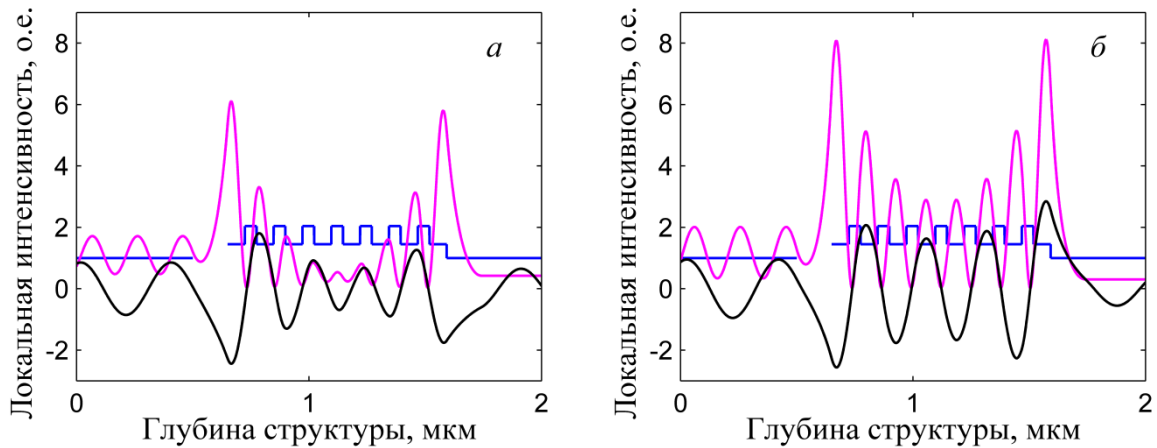


Рис. 4. Пространственное распределение локальной интенсивности поля (квадрат модуля напряженности электрического поля) (пурпурный). Локальная интенсивность нормирована на входную интенсивность света. Показатели преломления слоев (синий). Напряженность электрического поля, нормированная на входную напряженность поля (черный). Для коротковолновой (а) и длинноволновой (б) плазмон-поляритонных мод структуры. Параметры  $W_d = 150$  нм,  $f = 0.4$

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2015 г. (Задание № 3.1276.2014/К), при поддержке РФФИ (грант № 14-02-31248) и совместного проекта СО РАН и Министерства науки и технологий Тайваня.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.Я. Ветров и др. // Оптика и спектроскопия. 2015. Т. 119. № 1. С. 69.
2. С.Я. Ветров и др. // ЖЭТФ. 2013. Т.144. № 6(12). С. 1129.
3. A. Sihvola “Electromagnetic Mixing Formulas and Applications” London: The Institution of Engineering and Technology, 2008.
4. С.Г. Моисеев // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111. №2. С. 264.

## Анизотропия пропускания в структуре холестерический жидкий кристалл – фазовая пластинка – металл

М.В. Пятнов<sup>1</sup>, С.Я. Ветров<sup>1,2</sup>, И.В. Тимофеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

[MaksPyatnov@yandex.ru](mailto:MaksPyatnov@yandex.ru)

Поверхностные электромагнитные волны в фотонных кристаллах давно привлекают внимание исследователей [1]. Одним из перспективных явлений, связанных с ними, являются оптические таммовские состояния (ОТС). Эти состояния являются электромагнитным аналогом таммовских электронных состояний в физике твердого тела. ОТС могут возбуждаться между двумя различными фотонными кристаллами, имеющими перекрывающиеся запрещенные зоны или между фотонным кристаллом и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Наблюдать такое состояние можно при падении волн по нормали к слоям фотонного кристалла. Экспериментально ОТС проявляются в виде узкого резонанса в спектрах отражения и пропускания.

В последние годы предложен и экспериментально разработан ряд устройств на основе ОТС - оптические переключатели, многоканальные фильтры, органические солнечные элементы, поглотители и др. Лазер на основе таммовской структуры, состоящий из квантовых ям, внедренных в брэгговский отражатель, поверхность которого покрыта слоем серебра предложен и экспериментально реализован в [2].

Большинство предложенных устройств обладают тем недостатком, что они не являются перестраиваемыми. Исправить этот недостаток возможно при помощи материалов, спектральными свойствами которых можно управлять внешними полями. Одним из таких многообещающих фотонных материалов является холестерический жидкий кристалл (ХЖК). Прикладывая внешние поля (электрическое, магнитное, ультрафиолетовое излучение) можно изменять положение зоны брэгговского отражения таких материалов [3]. Характерной особенностью ХЖК является сильная зависимость их свойств от поляризации света. Для света с тем же направлением круговой поляризации, 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 локализованных состояний, аналогичных оптическим таммовским состояниям в структуре, включающей ХЖК [4] и изучаются их особенности, присущие только хиральным средам. Получить, как в случае со скалярными структурами, ОТС на границе ХЖК и металла при нормальном падении света нам не удалось. 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 тонкого 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.

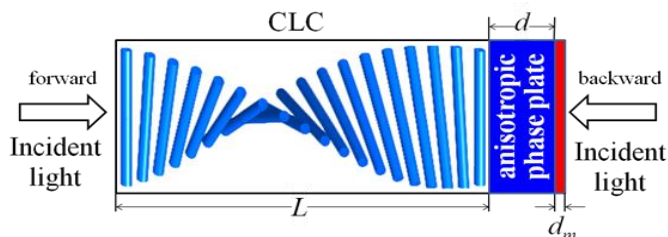


Рис. 1. Схематическое представление структуры.

На рис. 2 представлено распределение электрического поля для длины волны, соответствующей максимуму пропускания, а также спектры пропускания ХЖК и всей структуры. Из рисунка видно, что пик волноводной поверхностной моды возникает в спектре пропускания (сплошная линия), если внедрить между ХЖК и металлом четвертьволновую пластинку, которая управляет фазой световых волн. Свет локализуется вблизи металлической пленки с максимальным значением электрического поля на границе фазовой пластинки и металлической пленки. 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-фазовая пластинка.

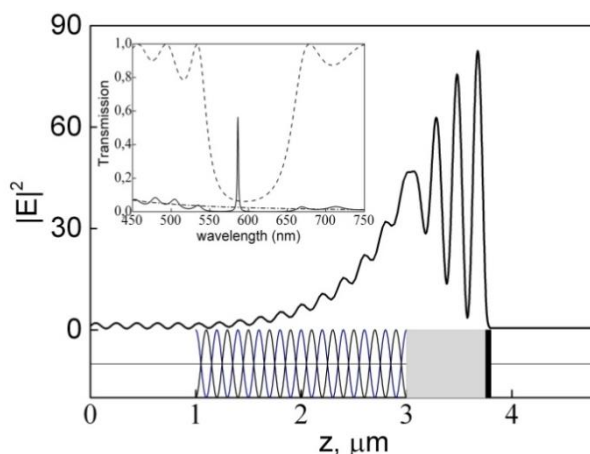


Рис. 2. Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля  $|E(z)|^2$  в структуре ХЖК-фазовая пластинка-металл для  $\lambda=586$  нм. Внутри представлены спектры пропускания ХЖК (штриховая линия) и рассматриваемой структуры (сплошная линия).

Теперь рассмотрим распространение света через образец в обратном направлении, когда свет падает нормально на слой металла, с правой стороны на рис. 1. При распространении света в прямом направлении коэффициент пропускания для света правой круговой поляризации равен 0.57, в обратном направлении – коэффициент пропускания 0.34. Таким образом, имеет место анизотропия пропускания (рис. 3а). Следует отметить, что данный эффект принципиально невозможен в скалярных структурах. Для того чтобы понять механизм возникновения данного эффекта, рассмотрим эволюцию поляризации света при падении на ХЖК и металл (рис. 3б,в).

Если на тонкий слой ХЖК падает свет правой дифрагирующей поляризации, то он приблизительно сохранит свою поляризацию на выходе из ХЖК. Пройдя через четвертьволновую пластинку, свет приобретет линейную поляризацию. Непоглощенная часть света выйдет из металла. При отражении от металла линейная поляризация сохранится. Пройдя через пластинку в обратном направлении, свет приобретет правую

круговую поляризацию. При повторном отражении от ХЖК свет сохранит правую круговую поляризацию. Снова из металла выйдет свет линейной поляризации (рис. 3б).

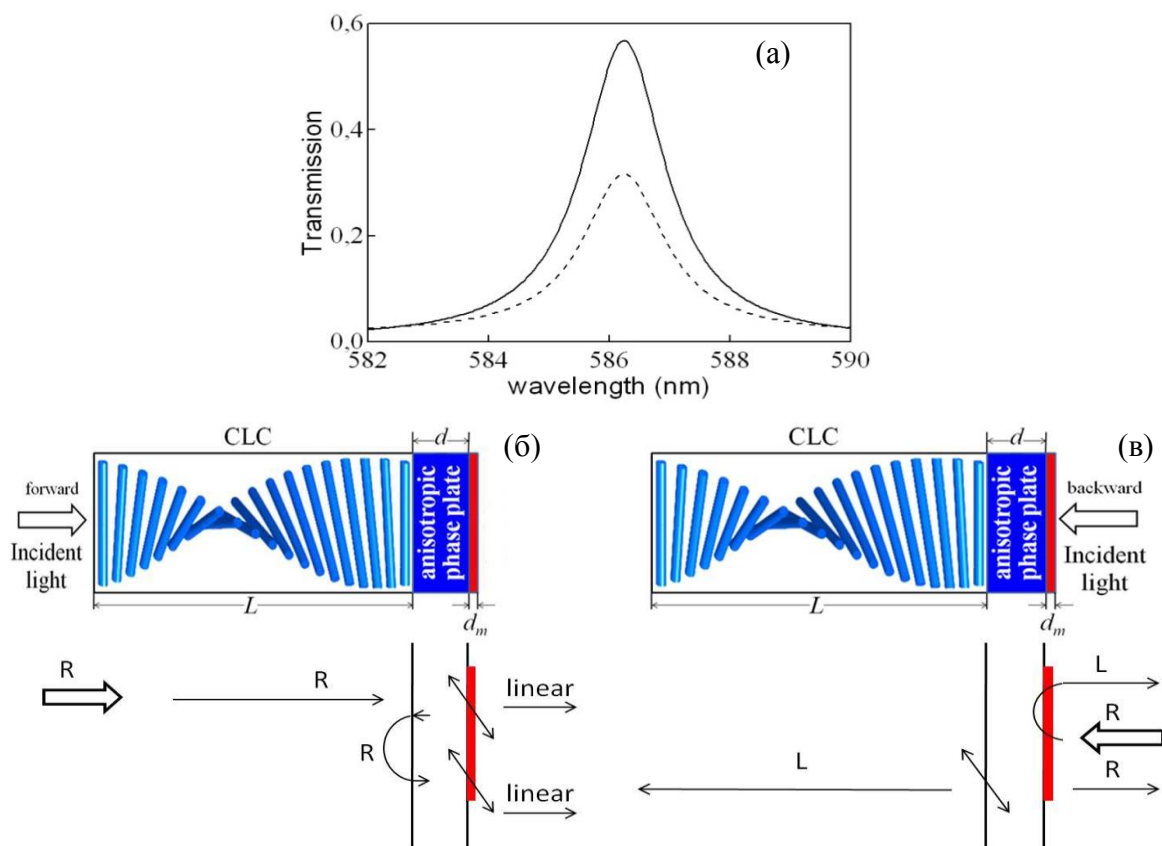


Рис. 3. (а) Спектр пропускания структуры для правой круговой поляризации: сплошная линия – при падении света на ХЖК; штриховая линия – при падении света на металл. (б) Эволюция поляризации при падении света на ХЖК (а). (в) Эволюция поляризации при падении света на металл. R - правая круговая поляризация, L - левая круговая поляризация, linear - линейная поляризация

При падении света на металл (рис. 3в) ситуация качественно иная. Оказывается, что половина света, непоглощенного и неотраженного металлом, отразится от холестерика из-за того, что имеет линейную поляризацию.

По этой причине структуру, рассматриваемую в данной работе, возможно использовать как поляризационный оптический диод. Преимуществом данного оптического диода является его перестраиваемость и простота в изготовлении, т.к. он состоит всего из трёх элементов.

Отметим также, что создать напрямую контакт ХЖК и металла невозможно. Для этого необходимо использовать ориентанты, которые представляют собой слои анизотропного вещества. Следовательно, ориентант может одновременно являться четвертьволновой фазовой пластинкой, подобрав толщину которого возможно реализовать локализованное состояние.

#### 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.

4. S.Ya. Vetrov, M.V. Pyatnov, I.V. Timofeev // Opt. Lett. 2014, V. 39, P. 2743.

## **Магнитные метаматериалы от МГц до ТГц**

А.А. Радковская, В.Н. Прудников, О.А. Котельникова, А.Ф. Королёв, П.Н. Захаров.  
*Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова*  
[MaxPyatnov@yandex.ru](mailto:MaxPyatnov@yandex.ru)

В докладе приводятся результаты исследований магнитных метаматериалов, проводимых на физическом факультете с 2004 года [1], в частности, рассматривается эволюция представлений о механизмах взаимодействия метаатомов в метаматериалах при уменьшении метаатомов до наноразмеров в процессе перехода от МГц диапазона к ГГц и ТГц диапазонам и использование концепции взаимодействия для создания метаматериалов с заранее заданными свойствами.

В начале 21 века были созданы метаматериалы – искусственные периодические структуры, чьи уникальные электромагнитные свойства трудно или даже невозможно наблюдать в природных материалах (например, отрицательное преломление). Впервые такие среды с отрицательным показателем преломления были теоретически рассмотрены В.Г.Веселаго в 1967 году [2]. Принцип создания метаматериала с отрицательным преломлением состоит в объединении так называемых  $\epsilon$ -отрицательных и  $\mu$ -отрицательных искусственных сред [3]. Они состоят из резонаторов, размерами много меньше длины волны электромагнитного (ЭМ) излучения, что дает возможность управлять ЭМ свойствами на субволновом уровне и при этом рассматривать метаматериалы как непрерывную среду.

Ранее используемая упрощенная модель эффективной среды для магнитных метаматериалов не в состоянии корректно описать электромагнитный отклик, поскольку не учитывается взаимодействие между микрорезонаторами [4]. Это взаимодействие приводит к возникновению и распространению коллективных возбуждений структуры аналогичных фононам в твердом теле – медленных магнитоиндуктивных (МИ) волн, существенным образом определяющих электромагнитный отклик метаматериала [4,5]. Поэтому основное внимание уделено исследованию особенностей взаимодействия элементов в широком частотном диапазоне от МГц до ТГц и исследованию свойств дисперсионных характеристик МИ волн в моно- и биатомных магнитных метаматериалах [6,7]. Однако, если в МГц диапазоне взаимодействие между метаатомами имеет, как правило, магнитную природу, то при переходе к ГГц диапазону уже необходимо учитывать наряду с магнитным и электрическое взаимодействие, обусловленное неоднородными распределениями токов и зарядов в микрорезонаторах имеющих форму расщепленных колец [8,9]. Приводятся результаты исследования в широком частотном диапазоне взаимодействия двух произвольным образом расположенных и ориентированных резонаторов, в том числе впервые теоретически и экспериментально полученные ориентационные карты коэффициента взаимодействия метаатомов для всех взаимных их ориентаций в плоскости в ГГц диапазоне [10]. Экспериментальные данные хорошо согласуются с аналитической теорией и численными результатами. В частности, определены конфигурации с преобладающим магнитным или электрическим взаимодействием, а также конфигурации, в которых они ослабляют друг друга вплоть до полной взаимной компенсации.

При дальнейшем увеличении частоты и приближении к ТГц диапазону, магнитное взаимодействие драматически уменьшается до значений пренебрежимо малых по сравнению с электрическим, поскольку с увеличением частоты начинает сказываться кинетическая индуктивность электронов, связанная с их инертностью [9]. Кроме того, показано, что даже в МГц диапазоне увеличение магнитного

взаимодействия за счет уменьшения расстояния между метаатомами сопровождается возникновением электрического взаимодействия (взаимной емкости) элементов, поэтому для описания плотно упакованных структур необходимо использовать модель смешанного типа взаимодействия [12].

Показано, что в моноатомных метаматериалах невозможно увеличение ширины пропускания МИ волн при увеличении взаимодействия между элементами, предсказанное простой теорией, так как при уменьшении расстояния между элементами необходимо учитывать взаимодействие с метаатомами второй координационной сферы, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ширины полосы пропускания МИ волн. Результаты уточненной теории полностью согласуются с результатами экспериментов.

В МГц диапазоне экспериментально подтверждена предсказанная теоретически возможность создания биатомных метаматериалов из идентичных метаатомов с биатомностью, возникающей за счет различного взаимодействия внутри элементарных ячеек и между ними. При этом получено фононоподобное расщепление полосы пропускания МИ волн на две, с полосой поглощения на резонансной частоте элементов, и доказана возможность управления дисперсионными характеристиками магнитных метаматериалов [13,14].

Теоретически показано, что в биатомных магнитных метаматериалах различные механизмы взаимодействия оказывают принципиально разное влияние на ширину полос пропускания – так увеличение магнитного взаимодействия увеличивает ширину верхней полосы пропускания, в то время как электрическое взаимодействие расширяет нижнюю [15]. В ГГц диапазоне экспериментально и теоретически исследованы полимерные и димерные метаматериалы с типом взаимодействия, меняющимся от элемента к элементу (электрический/магнитный). Обнаружено расщепление дисперсионной кривой на две ветви, при этом нижняя акустическая ветвь является обратной, а верхняя оптическая – прямой [15]. Экспериментальные исследования, выполнявшиеся на физическом факультете, проводились на установке, созданной на кафедре фотоники и физики микроволн базе анализатора спектра Rohde&Schwarz ZVB20.

Таким образом, систематически изучено изменение механизмов взаимодействия метаатомов в магнитных метаматериалах в различных частотных диапазонах от МГц до ТГц, а также влияние этого взаимодействия на дисперсионные характеристики медленных магнитоиндуктивных волн, определяющих особенности взаимодействия метаматериалов с электромагнитным излучением, что позволит конструировать метаматериалы с заранее заданными свойствами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Radkovskaya, L. Solymar // *Microw. Opt. Techn. Lett* 2005 v.46, p.473-476
2. В.Г. Веселаго // *УФН* 1967 т. 92, с. 517
3. D.R. Smith // *Phys. Rev. Lett.* 2000 V.84, P.4184
4. E. Shamonina, L. Solymar *Waves in Metamaterials* 2009, Oxford Uni. Press.
5. A. Radkovskaya // *Phys. of Wave Phenom.* 2013 V.21, № 1, P. 41-47
6. A. Radkovskaya // *IET Microw. Antennas Propag.* 2007 V.1, P.80–83
7. A. Radkovskaya // *J. Magn. Magn. Mat.* 2006 V.300, P.29-32
8. F. Hesmer // *Phys. Stat. Sol. (b)* 2007 V. 244, P.1170-1175
9. E. Tatartschuk // *J.of Appl. Phys.* 2012 V.111, P.094904-1-9
10. А. Радковская // *Известия РАН. Серия физическая* т.77, № 12, с.1706–1711



11. А. Радковская // Сб. трудов XXII Международной конференции НМММ-2012, Астрахань, с. 28-31
12. О. Sydoruk // Phys. Rev. B 2006 V.73, P. 224406-1-12
13. А. Радковская // Известия РАН 2014 том 78, № 2, с. 205-207
14. Е. Tatartschuk // Phys.Rev.B 2010 V.81, P.115110-1-10
15. А. Radkovskaya, Е. Shamonina Proceedings 7th Int. Congr. on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Bordeaux, France 2013
16. А. Radkovskaya // Phys. Rev. B 2011 V.84, P. 125121-1-6

## Оптический модулятор на основе акустоплазмонного взаимодействия

И.М. Сопко, Г.А. Князев

Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова  
[sopko.ivan@physics.msu.ru](mailto:sopko.ivan@physics.msu.ru)

Акустооптические устройства находят обширное применение при решении различных задач в науке и технике, например в оптике, оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке информации и лазерной технике [1]. Большинство акустооптических приборов рассчитаны на работу в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, однако существуют акустооптические приборы, работающие в дальнем ИК диапазоне [2]. Одной из главных проблем акустооптических устройств, при переходе к дальнему ИК диапазону, является проблема повышения эффективности акустооптического взаимодействия. В данной работе рассматривается возможность увеличения эффективности акустооптического взаимодействия на длине волны 10,6 мкм за счет применения поверхностных плазмон-поляритонов. Следует отметить, что в последнее время проявляется большой интерес к взаимодействию плазмон-поляритонов с ультразвуком [3,4,5], однако вопрос о создании акустоплазмонных устройств управления оптическим излучением подробно не рассматривался.

Данная работа посвящена вопросу повышения эффективности акустооптического взаимодействия в дальнем ИК диапазоне за счет применения акустоплазмонного взаимодействия. Поверхностный плазмон-поляритон возбуждается на границе металл-воздух призмным методом в геометрии Отто, а на поверхности призмы возбуждается поверхностная акустическая волна. Так как поверхностный плазмон-поляритон сильно локализован вблизи границы раздела, то его эффективность взаимодействия с поверхностной акустической волной должна повыситься.

Известно, что акустооптическое качество материала, параметр характеризующий эффективность дифракции, выражается формулой [1].

$$M = \frac{n^6 p_s^2}{\rho v^3}, \quad (1)$$

где  $n$  - показатель преломления среды,  $p_s$  - эффективная фотоупругая постоянная,  $\rho$  - плотность,  $v$  - скорость звука в материале

Как видно из формулы (1), увеличение эффективности акустооптического взаимодействия возможно с помощью увеличения показателя преломления, что эквивалентно увеличению волнового числа. Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона больше волнового числа объемной волны, эффективность акустооптического взаимодействия должна повыситься. Поверхностная электромагнитная волна на границе металл-диэлектрик может иметь только ТМ-поляризацию [6].

Для возбуждения акустической волны в кристалле или поверхностной волны на границе раздела кристалл-воздух проще всего использовать встречно-штыревой преобразователь, нанесенный на пьезоэлектрическую подложку [1,7]. Для этого широко используется ниобат лития (LiNbO<sub>3</sub>), который непрозрачен в дальнем ИК диапазоне. Однако некоторые полупроводниковые материалы, прозрачные для инфракрасного излучения, также обладают пьезоэффектом [8].

У арсенида галлия со структурой  $\bar{4}3m$  пьезоэлектрический тензор будет иметь вид:

$$e_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где  $e_{14}=0,16$  Кл/м<sup>2</sup> [8].

Интересно отметить, что, как следует из формулы(3), при возбуждении поверхностной акустической волны на кристалле арсенида галлия от направления среза кристалла и ориентации встречно-штыревого преобразователя будет зависеть только скорость распространения.

Для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов дальнего инфракрасного диапазона в относительно широкой полосе частот наиболее удобно использовать метод Отто, с помощью призмы из арсенида галлия GaAs ( $n = 3,27$ ;  $k \ll n$ ). Поэтому в качестве диэлектрика при проведении расчетов был выбран воздух  $\epsilon_1=1$ , а металл рассматривался как материал с действительной и мнимой частью показателя преломления соответственно равной  $n$  и  $k$  порядка нескольких десятков. Возможность существования поверхностного плазмон-поляритона определяется условием  $\text{Re}\{k_{spp} / k_0\} > 1$ , а его затухание мнимой частью  $k_{spp}$ .

В этой области находятся почти все металлы, а также некоторые полупроводники. В таблице 1 представлены результаты расчетов параметров поверхностного плазмон-поляритона для различных материалов на длине волны 10,6 мкм: длина волны поверхностного плазмон-поляритона, длина пробега и глубины локализаций в обеих средах. Несмотря на то, что для карбида кремния ( $n = 0,06$ ;  $k = 1,21$ ) выполняется условие существования поверхностных плазмонных волн, данный материал не подходит для исследуемой задачи, так как затухание поверхностного плазмон-поляритона в нем слишком велико. Металлы в дальнем ИК ( $\lambda = 10,6$  мкм) диапазоне имеют  $n$  и  $k$  порядка нескольких десятков, из-за чего волновое число поверхностного плазмон-поляритона отличается от волнового числа свободной электромагнитной волны на величину порядка 0,01,% следовательно, выбор металла следует проводить исходя из величины длины пробега плазмона, обратно пропорциональной мнимой части  $k_{spp}$ . Длина пробега поверхностного плазмон-поляритона при этом имеет порядок сантиметров

Таблица 1. Параметров поверхностных плазмон-поляритонов

Материал	Глубина локализации в воздухе, см	Глубина локализации в металле, см	Длина волны, см	Длина пробега, см
Ag	$9,59 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$1,059846 \cdot 10^{-3}$	14,1333
Au	$9,69 \cdot 10^{-3}$	$3,08 \cdot 10^{-6}$	$1,059847 \cdot 10^{-3}$	15,5882
Cu	$8,43 \cdot 10^{-3}$	$3,55 \cdot 10^{-6}$	$1,059799 \cdot 10^{-3}$	11,6483
Al	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,059949 \cdot 10^{-3}$	35,3333
Os	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$1,059794 \cdot 10^{-3}$	33,3333
Pd	$7,65 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \cdot 10^{-6}$	$1,059744 \cdot 10^{-3}$	27,3196

Таким образом, исходя из анализа акустических свойств металлов [7], был выбран алюминий ( $n = 25,3$ ;  $k = 90$ ).

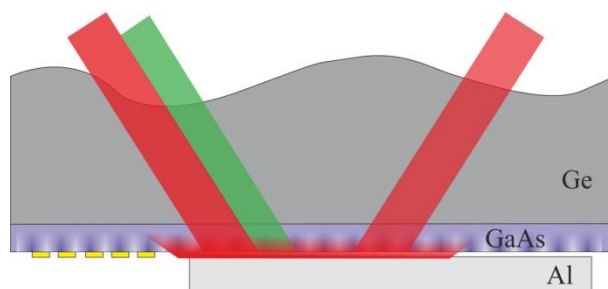


Рис. 1. Схема эксперимента

Для анализа процессов, происходящих при взаимодействии объемной оптической волны, поверхностного плазмон-поляритона и поверхностной акустической волны было проведено численное моделирование. При проведении моделирования считалось, что возбуждение поверхностного плазмон-поляритона производится методом Отто, с помощью призмы из арсенида галлия GaAs ( $n = 3,27$ ;  $k \ll n$ ). На рис. 1 представлена схема численного эксперимента: поверхностная акустическая волна распространялась вдоль нижней грани призмы. Объемная оптическая волна, падающая на грань призмы возбуждала плазмон-поляритон, поле которого было преимущественно сосредоточено в зазоре между призмой и металлом, а также частично проникало в призму, где происходило взаимодействие с акустической волной. При распространении плазмона в зазоре между призмой происходило постепенное преобразование плазмонной волны в объемную, поэтому на выходе из призмы наблюдались пучки соответствующие 0 и -1 порядкам дифракции. К нулевому порядку добавлялось также излучение объемной волны, отраженное от грани призмы.

Угол падения  $\theta$ , необходимый для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона, определяется из равенства проекции волнового вектора волны в призме на поверхность металла и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона.

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}\right) = 17,8096^\circ \quad (4)$$

Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона близко к волновому числу свободной волны, угол возбуждения близок к углу полного внутреннего отражения ( $17,8069^\circ$ ). В реальной ситуации это может привести к тому, что часть углового спектра пучка может проникать в зазор между призмой и металлом.

В предложенной конструкции модулятора, дифракция поверхностного плазмона происходит на акустической волне Рэлея, распространяющаяся вдоль границы раздела арсенид галлия – воздух. Акустическая волна Рэлея локализована вблизи границы раздела и экспоненциально спадает при удалении от этой границы [2].

Глубину локализации звуковой волны находим из решения биквадратного уравнения:

$$(c_{44}\beta^2 - c_{11}k^2 + \rho\omega^2) \cdot (c_{11}\beta^2 - c_{44}k^2 + \rho\omega^2) + \beta^2 k^2 (c_{12} + c_{44})^2 = 0 \quad (5)$$

Для арсенида галлия:  $c_{11} = 11,81 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $c_{12} = 5,32 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> и  $c_{44} = 5,94 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, плотность  $\rho = 5,316$  г/см<sup>3</sup>. Длину волны звука полагаем близкой к длине волны света, а частоту находим, принимая скорость волны Рэлея равной 2,5 км/с. Решая уравнение (5) получаем численное значение локализацию  $\beta$ :

$$\beta_{1,2} = 3092 \pm 3557i \frac{1}{\text{см}} \quad (6)$$

Наличие у локализации мнимой компоненты соответствует осцилляциям амплитуды волны Рэлея в зависимости от глубины. Данный феномен присутствует в кристаллах с коэффициентом анизотропии больше единицы  $A=2c_{11}-c_{12}>1$  [8].

Глубина модуляции показателя преломления выражается формулой:

$$\Delta n = n^3 p_3 \sqrt{\frac{P_a}{2\rho v^3 l b}} \quad (7)$$

При мощности звука около 1 Вт глубина модуляции показателя преломления имеет величину порядка  $10^{-3}$ .

Параметр Кляйна-Кука, характеризующий режим дифракции в нашем случае  $Q \approx 0,6$ , что соответствует промежуточному режиму дифракции.

Было проведено численное моделирование дифракции на ультразвуке объемной волны и поверхностного плазмон-поляритона. На рис. 2 представлено рассчитанное распределение углового спектра дифракции при углах падения вблизи плазмонного резонанса.

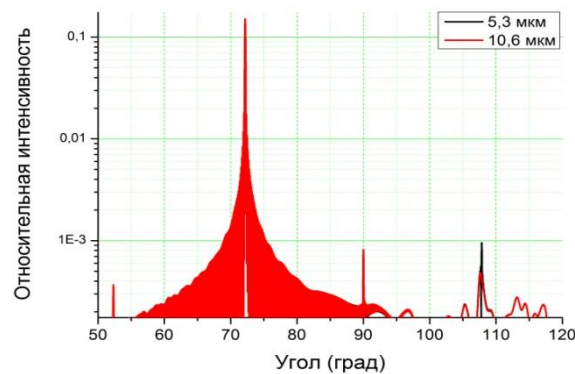


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности оптического излучения в присутствии металла при угле падения  $17,81^\circ$  для разных длин звуковых волн.

На рис. 2 представлена картина дифракции при длине звуковой волны 5,3 мкм (черная линия) и 10,6 мкм (красная линия). Видно, что эффективность дифракции в 1-м порядке при длине звука 5,3 мкм выше, чем при длине волны звука 10,6 мкм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. N. Gupta et al. // J. Opt. 2011. No 13. P. 055702.
3. T. Berstermann et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 085316.
4. C. Ruppert et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 081416.
5. C. Brüggemann, et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 121401.
6. С.А. Майер “Плазмоника: теория и приложения” М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011.
7. Э. Дьелесан, Д. Руайе “Упругие волны в твердых телах” М.: Наука, 1982
8. И.Б. Яковкин, Д.В. Петров “Дифракция света на акустических поверхностных волнах” Новосибирск: Наука, 1979

## Электромагнитные моды в магнитооптических брэгговских зеркалах

Д.А. Сылгачева<sup>1,2</sup>, Н.Е. Хохлов<sup>3</sup>

студент<sup>1</sup>, младший научный сотрудник<sup>2</sup>, научный сотрудник<sup>3</sup>  
физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия<sup>1</sup>

Российский квантовый центр

бизнес-центр "Урал", улица Новая, дом 100А, деревня Сколково, Одинцовский район, Московская область, Россия<sup>2,3</sup>

[sylgacheva.darja@physics.msu.ru](mailto:sylgacheva.darja@physics.msu.ru)

Современные требования к скорости передачи и обработки информации стимулируют исследования новых методов управления светом на субмикронных масштабах. Фотонные кристаллы (ФК), содержащие функциональные материалы, открывают новые перспективы в этой области [1]. ФК с дефектным слоем обеспечивают локализацию электромагнитных волн внутри этого слоя как микрорезонатора. Такая локализация происходит при возбуждении дополнительных оптических состояний внутри фотонной запрещенной зоны - резонансов Фабри-Перо или оптических состояний Тамма [2].

Оптические свойства дефектного слоя могут меняться под внешним воздействием: при приложении внешнего электрического поля, нагрева и др. Магнитофотонные кристаллы (МФК) – ФК с магнитными включениями – обеспечивают дополнительные возможности для модуляции оптического сигнала посредством магнитооптических эффектов. В данной работе проведено теоретическое исследование оптических свойств структуры [подложка/БЗ/М/БЗ/МПл], где БЗ – брэгговские зеркала, состоящие из периодически чередующихся пар диэлектрических слоев, М – слой магнитного диэлектрика, МПл – периодически перфорированная металлическая пленка. В оптическом спектре структур данного типа без металлической пленки внутри запрещенной зоны ФК наблюдается пик угла фарадеевского вращения, обусловленный концентрацией электромагнитного поля внутри магнитного слоя М [3].

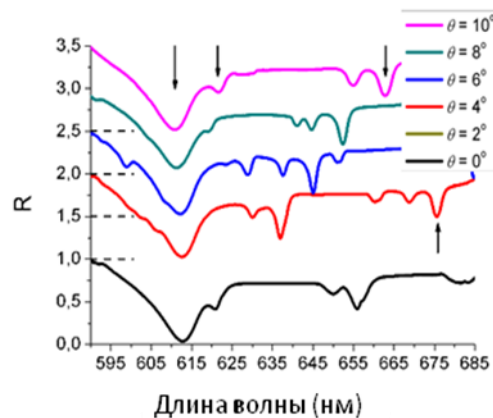


Рис.1 Зависимости спектра отражения R ТМ-поляризованного света для структуры кварц/(TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sup>4</sup>/Bi:YIG/(SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub>)<sup>4</sup>/Au (оптическая толщина каждого диэлектрического слоя  $\lambda/4$ , где  $\lambda=674$  нм, толщина магнитного слоя Bi:YIG - 315 нм, период и толщина золотой решетки 370 и 60 нм, соответственно, ширина воздушных щелей 150 нм) от угла падения света: (а) – экспериментально измеренные (спектры смещены относительно нуля для удобства восприятия).

Для описанной выше структуры рассматривались различные типы оптических мод и их взаимодействие, а также величины магнитооптических (МО) эффектов при возбуждении мод в отдельности и совместно. Дифракционная металлическая решетка позволяет возбуждать волноводные моды внутри магнитного слоя и брэгговских зеркал, при этом увеличивается эффективная длина взаимодействия света с магнитным слоем, что приводит к возрастанию МО эффектов.

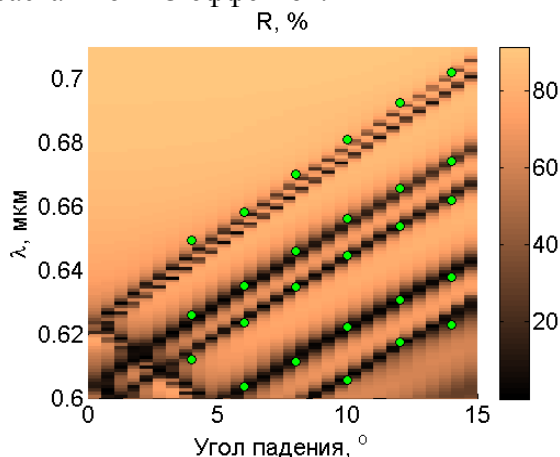


Рис.2 Рассчитанные методом RCWA с нанесенными положениями экспериментально измеренных минимумов R (кружки).

Аналитически дисперсии оптических мод, полученные в приближении пустой решетки и полубесконечных БЗ, сравнивались с зависимостями, рассчитанными численно методом связанных волн в пространстве Фурье (RCWA) [4]. Численные результаты сравнивались с экспериментально полученными спектрами пропускания и отражения структуры кварц/ $(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{Au}$  (рис.1 и рис.2). Резонансные минимумы коэффициента отражения в спектрах, связанные с наличием металлической решетки, сопровождаются увеличением экваториального эффекта Керра (ЭЭК) более чем на порядок, по сравнению со структурой без решетки. Угловая зависимость спектрального положения пиков эффекта качественно совпадает с аналитическими дисперсиями волноводных мод структуры.

Таким образом, в предложенных структурах происходит резонансное усиление МО эффектов, связанное с возбуждением волноводных мод при дифракции падающего света на металлической решетке. При этом происходит усиление ЭЭК более чем на порядок при оптимизации геометрических параметров металлической решетки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант N 13-02-91334), а также гранта Президента Российской Федерации (MD-5763.2015.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Yablonovitch, “Photonics One-Way Road For Light”, *Nature* 461, 744 (2009),
2. I. Fushman, E. Waks, D. Englund, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vuckovic, “Ultrafast nonlinear optical tuning of photonic crystal cavities,” *Appl. Phys. Lett.* 90(9), 091118 (2007)
3. V.N. Berzhansky, T.V. Mikhailova, et. al. *J.Magn.Soc.Lpn.* 36, p.42-45 (2012).
4. *Li L. J.Opt.Soc.Am. A.* 13, p. 1870 (1996).