

МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Подавление электродипольного рассеяние в диэлектрических резонаторах и разделение электрической и магнитной компоненты поля	
<i>К.В. Барышникова, Д.С. Филонов, К.Р. Симовский, П.Б. Гинзбург, А.Б. Евлюхин, А.С. Кадочкин, А.С. Шалин</i>	3
Численное исследование плотности плазменных возбуждений в сверхрешетках на основе графена	
<i>С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев</i>	5
Возможность представления изотропной метапленки эквивалентным однородным слоем	
<i>Ж.О. Домбровская, А.В. Журавлев</i>	8
Влияние низкотемпературного отжига на магниторезонансные свойства наногранулированных магнитных пленок Co_mC_{100-m} и Ni_mC_{100-m}	
<i>С.А. Вызулин, А.Л. Кедралетин, Н.Е. Сырьев</i>	11
Краткий обзор нелинейных свойств метаматериалов	
<i>М. Лапин</i>	16
Особенности угловых спектров отражения металл-диэлектрических структур на длине волны 10,6 мкм	
<i>Е.Т.Т. Нгуен, Г.А. Князев, И.М. Сопко</i>	18
Диагностика свободных носителей заряда в кремниевых нанонитях методами спектроскопии комбинационного рассеяния света и нарушенного полного внутреннего отражения	
<i>С.П. Родичкина, К.Р. Умбеталиева, Ю.А. Алещенко, В.Ю. Тимошенко</i>	22
Просветляющие покрытия на основе метаматериалов в ИК-диапазоне	
<i>А.В. Рыбина, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов</i>	24
Широкополосная трехмерная линза Люнеберга на основе метаматериала из расходящихся диэлектрических стержней	
<i>А.Д. Саянский, С.Б. Глыбовский, В.П. Акимов, И.К. Мешковский, П.А. Белов</i>	26
Акустоплазмонный модулятор на поверхностных акустических волнах	
<i>И.М. Сопко, Г.А. Князев</i>	28
Диэлектрические метаматериалы на основе воды	
<i>И.В. Стенищев, А.А. Башарин</i>	32

Электромагнитное моделирование и дизайн плазмонных наноантенн для генерации спиновых волн в магнитных диэлектрических пленках	
<i>Д.А. Сылгачева, М.А. Кожжаев, Н.А. Гусев, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов</i>	<i>34</i>
Поляризованные связанные состояния в континууме распространяющихся волн одномерного анизотропного фотонного кристалла	
<i>И.В. Тимофеев, А.Ф. Садреев</i>	<i>36</i>
Многослойное сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало	
<i>Н.В. Рудакова, И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров</i>	<i>40</i>
Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью	
<i>С.Я. Ветров, Р.Г. Бикбаев, И.В. Тимофеев</i>	<i>43</i>

Подавление электродипольного рассеяние в диэлектрических резонаторах и разделение электрической и магнитной компоненты поля

К.В. Барышникова¹, Д.С. Филонов^{1,2}, К.Р. Симовский^{1,3}, П.Б. Гинзбург^{1,2},

А.Б. Евлюхин^{1,4}, А.С. Кадочкин^{1,5}, А.С. Шалин¹

¹Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Россия

²Университет Тель-Авива, Тель-Авив, 69978, Израиль

³Университет Аалто, Хельсинки, Р.О. Vox 13000, FI-00076, Финляндия

⁴Лазерный центр в Ганновере, Ганновер, D-30419, Германия

⁵Ульяновский Государственный Университет, Ульяновск, 432017, Россия

k.baryshnikova@optomech.ifmo.ru

Пространственное разделение электрической и магнитной компоненты электромагнитной волны фундаментально ограничено нелокальной природой уравнений Максвелла. В то время, как энергия электрической и магнитной компоненты волны, распространяющейся в вакууме, одинакова в каждой точке пространства, специально сконструированные фотонные структуры могут преодолеть это ограничение. В данном докладе предложен набор цилиндров с соосным отверстием, изготовленных из материалов с высоким показателем преломления, позволяющий получить рекордно высокое значение пространственного разделения электрической и магнитной компоненты поля. Эффект разделения обусловлен интерференцией локальных полей, возбуждаемых на так называемых состояниях анапольного типа. Наличие отверстия в структуре позволяет получить прямую демонстрацию эффекта с помощью ближнепольных проб и может быть использовано для различных приложений, в которых необходимо получить усиление магнитного поля одновременно с отсутствием электрического, таких как метрология, спектроскопия, спинтроника, оптоэлектроника, системы маскировки [1].

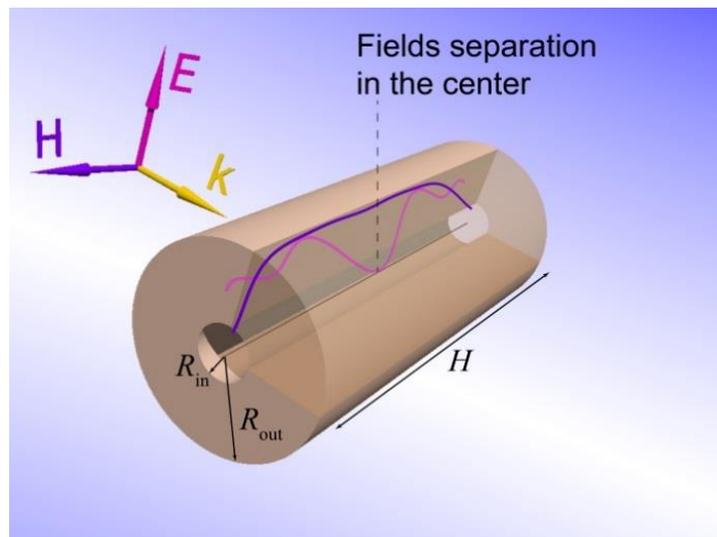


Рис. 1. Разделение электрической и магнитной компоненты свет в центре диэлектрического цилиндра с соосным отверстием. Фиолетовая и малиновая линии иллюстрируют распределение магнитной и электрической компоненты поля вдоль оси цилиндра, соответственно.

Наночастицы из материалов с высоким показателем преломления известны своей способностью к электромагнитному отклику как электрического, так и магнитного типа [2]. Цилиндры с соосными отверстиями обладают множеством степеней свободы, относительно просты в изготовлении, а также открывают интересные возможности по управлению магнитной компоненты света [3]. Подобная геометрия изображена на рисунке 1. Рисунок схематично иллюстрирует ноль электрического поля при максимуме магнитного поля в центре частицы.

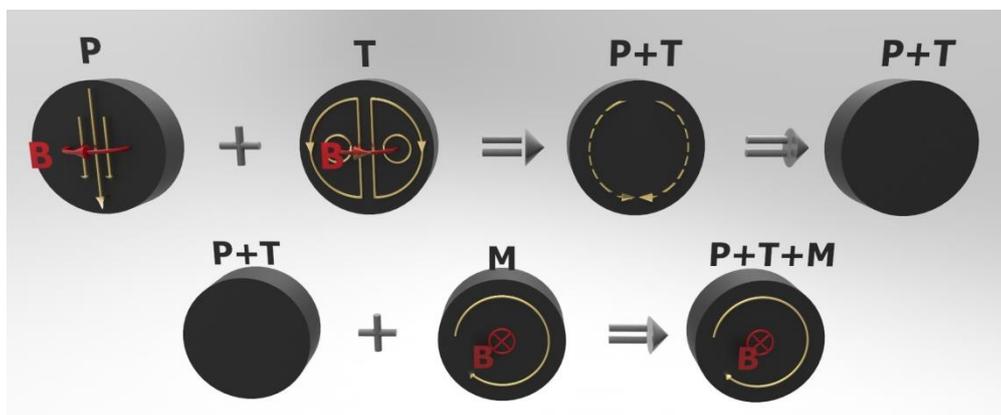


Рис. 2. Разделение электрической и магнитной компоненты свет в центре диэлектрического цилиндра с соосным отверстием. Схематично изображено возбуждение мультипольных моментов в частице – **P**, **T** и **M** соответствуют электрическому дипольному, тороидальному дипольному и магнитному дипольному моментам, красные линии – магнитному полю **B**, золотые линии схематично иллюстрируют распределение токов смещения в частице.

Подавление электродипольного рассеяния наночастицы в дальнюю зону может быть ассоциировано с возбуждением тороидального дипольного момента и образованием состояния анапольного типа [3]. Такие состояния могут быть использованы для получения разделения электрической и магнитной компоненты поля. Как и в дальней зоне, причина подавления электрического поля в центре структуры состоит в деструктивной интерференции электромагнитных полей. Если электрический дипольный момент и тороидальный дипольный момент возбуждаются с равными амплитудами, но в противофазе, электрическое поле в центре полностью исчезает (см. Рис. 2, верхний ряд). Однако такое состояние является нестабильным и может существовать только в паре с другим состоянием. В предложенной структуре такое поддерживающее состояние связано с возбуждением магнитного дипольного момента (см. Рис. 2, нижний ряд).

В докладе предложено подтверждение заявленного эффекта как с помощью численного моделирования, так и эксперимента в микроволновом диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Kasperczyk et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P 163903.
2. A. Kuznetsov et al. // Sci. Rep. 2012. V. 2. P 492.
3. A.E. Miroshnichenko et al. // Nat. Comm. 2015. V. 6. P 8069.

Численное исследование плотности плазменных возбуждений в сверхрешетках на основе графена

С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев

Волгоградский государственный социально-педагогический университет
ser-glazov@yandex.ru

В работе исследована плотность плазменных возбуждений в сверхрешетке на основе графена на полосчатой подложке в зависимости от периода и ширины потенциальных ям, образующих сверхрешетку. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

Введение. В последнее время активно изучаются сверхрешетки (СР) на основе графена, которые могут быть сформированы путем создания в образце дополнительного периодического потенциала. Одной из таких структур является СР на основе графена, образующаяся за счет периодической модуляции запрещенной зоны, модель которой предложена в [1]. Графен осаждается на подложку из периодически чередующихся полосок, например, SiO_2 и SiC . Материал SiO_2 не влияет на зонную структуру графена, в то время как SiC способствует возникновению запрещенной зоны в спектре графена, т.е. образованию щелевой модификации графена. Работа [1] положила основу для теоретического изучения различного рода процессов и явлений в такой структуре [2-9].

Изучение процессов распространения плазменных волн в двумерных полупроводниковых структурах в системе с периодическим потенциалом является важным направлением исследования коллективных явлений в низкоразмерных системах. Теоретические исследования в этой области в основном посвящены изучению законов дисперсии плазменных волн. На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса в [7] получено выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн $\omega(\vec{k})$ в 2D электронном газе графеновой СР на полосчатой подложке и проведено численное исследование $\omega(\vec{k})$. В длинноволновом приближении теоретическое исследование $\omega(\vec{k})$ в такой графеновой СР выполнено в [8]. Работа [9] посвящена исследованию закона дисперсии плазменных волн в присутствии статического электрического поля в такой же структуре.

Знание $\omega(\vec{k})$ позволяет определить плотность плазменных возбуждений, что дает возможность сравнить теоретические результаты с экспериментом. Хорошее согласие с экспериментальными данными дал теоретический расчет плотности мод плазменных возбуждений в молекулах фуллеренов в приближении случайных фаз [10].

В этой связи представляется актуальным исследовать плотность плазменных возбуждений в сверхрешетке на основе графена на полосчатой подложке в зависимости от ее параметров.

Основная часть. Для расчета коллективных плазменных возбуждений воспользуемся квантовой теорией плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса. Спектр коллективных плазменных возбуждений определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия и поляризационным оператором электронного газа [7]

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} \Pi(\vec{k}, \omega) S(\vec{k}) = 1 \quad (1)$$

$$\Pi(\vec{k}, \omega) = \sum_{\vec{p}} \frac{n_{\vec{p} + \hbar\vec{k}} - n_{\vec{p}}}{\varepsilon(\vec{p} + \hbar\vec{k}) - \varepsilon(\vec{p}) - \hbar\omega} \quad (2)$$

$$S(k_x, k_y) = 2d \sum_n \frac{1 - \cos(k_x d)}{(k_x d + 2\pi n)^2 \sqrt{(k_x d + 2\pi n)^2 + (k_y d)^2}} \quad (3)$$

где $n_{\vec{p}}$ – равновесная функция распределения, χ – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, множитель $S(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия и требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих СР, $\varepsilon(\vec{p})$ – закон дисперсии носителей заряда в рассматриваемой минизоне.

Закон дисперсии носителей заряда в СР на основе графена на полосчатой подложке в одноминизонном приближении выбран в виде

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta \left(f_1 + \sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d / \hbar)^2 + f_4^2 (1 - \cos(p_x d / \hbar))} \right) \quad (4)$$

где Δ полуширина запрещённой зоны щелевой модификации графена, p_x , p_y компоненты квазиимпульса электрона, $d = d_1 + d_2$ период СР, d_1 и d_2 ширины полосок бесщелевого и щелевого графена, а коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [1]. В таблице 1 приведены коэффициенты для разных соотношений ширин полосок бесщелевой и щелевой модификации графена.

Относительная плотность плазменных возбуждений рассчитывалась численно по формуле

$$g(\omega) = \sum \delta(\omega - \omega(\vec{k})) \quad (5)$$

Закон дисперсии $\omega(\vec{k})$ определялся, как и в [7], для невырожденного электронного газа в зависимости от периода и ширины потенциальных ям, образующих СР. На рис. 1 представлена относительная плотность плазменных возбуждений для двух случаев: $d_1 = d_2$ и $d_1 = 2d_2$. Значения параметров рассматриваемого случая: концентрация электронов $N = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\Delta = 0.13 \text{ эВ}$, $T = 70 \text{ К}$.

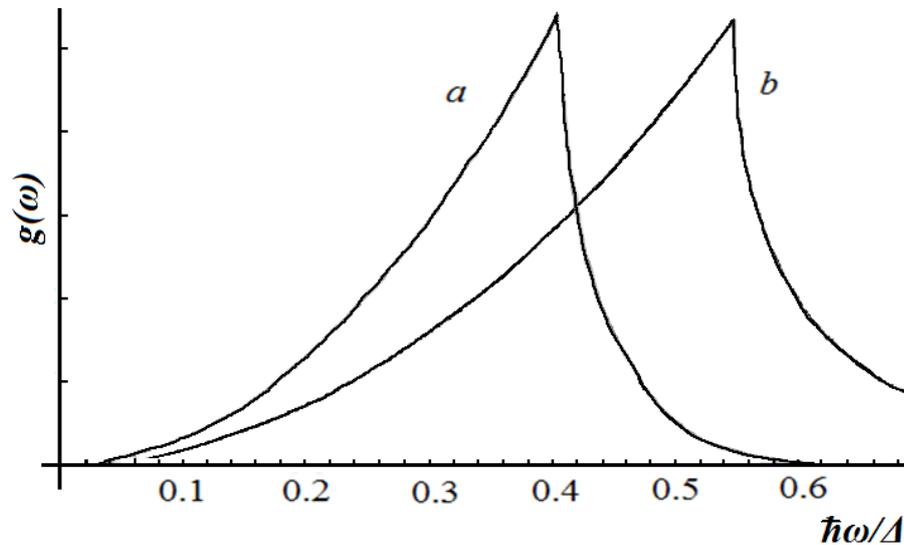


Рис. 1. Плотность плазменных возбуждений для а) $d_1 = d_2$; б) $d_1 = 2d_2$.

Ширина области энергий плазменных возбуждений зависит от периода и ширины потенциальных ям, образующих сверхрешетку. При увеличении периода СР ширина области уменьшается. Зависимость ширины области энергий плазмонов от ширины потенциальной ямы (d_1) имеет сложный характер (сначала уменьшается, затем увеличивается), обусловленный наличием минимального значения ширины минизоны проводимости. Отмеченные особенности характерны для квантовых полупроводниковых СР [11].

В заключении сформулируем кратко основные выводы из проделанной работы:

1. Разработана методика численного исследования зависимости плотности плазменных возбуждений в сверхрешетке на основе графена на полосчатой подложке от периода и ширины потенциальных ям, образующих сверхрешетку.

2. При увеличении периода СР ширина области энергий плазменных возбуждений уменьшается.

3. Изучение зависимости ширины области энергий плазмонов от ширины потенциальной ямы (ширины полоски бесщелевого графена) показало, что если при изменении параметров СР уменьшается ширина минизоны проводимости, то это приводит к уменьшению ширины области энергий плазменных возбуждений.

Таблица 1. Коэффициенты f_i в законе дисперсии (4).

i	1	2	3	4
$d_1 = d_2$	-0.007479	0.428302	0.251077	0.327737
$d_1 = 2d_2$	-0.017761	0.302278	0.252767	0.367297

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках проектной части государственного задания. Код: 3.2797.2017 / ПЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 6. С. 515.
2. С.В. Крючков, Е.И. Кухарь, В.А. Яковенко // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 12. С. 1749.
3. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков // ФТП. 2012. Т. 46. В. 1. С. 113.
4. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar' // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2012. V. 46. P. 25.
5. С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова, Д.В. Мартынов // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 12. С.1475.
6. С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова // Наносистемы: физика, химия, математика. 2012. Т. 3. № 1. С. 64.
7. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 12. С.1479.
8. П. В. Ратников, А.П. Силин // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. В. 11. С. 823.
9. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова // ФТП. 2015. Т. 49. В. 4. С. 515.
10. Р.Ф. Ахметьянов, Е.С. Шиховцева, Г.С. Ломакин // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 12. С.2404.
11. С.Ю. Глазов, И.С. Громышов, Н.Е. Мещерякова // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 12. С.1521.

Возможность представления изотропной метапленки эквивалентным однородным слоем

Ж.О. Домбровская¹, А.В. Журавлев²

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

¹кафедра математики, ²кафедра физики колебаний

dombrovskaya@physics.msu.ru

Для расчетов электродинамических свойств трехмерных метаматериалов обычно используют различные модели усреднения (Максвелла-Гарнетта, Бруггемана и др.) [1]. В этих моделях метаматериал заменяется однородной средой с эффективным показателем преломления. В силу того, что электромагнитные отклики эффективной среды и метаматериала совпадают, такая процедура позволяет найти объемные материальные параметры последнего. В случае периодического изотропного композита, согласно [2], его эффективные материальные параметры могут быть выражены через коэффициенты прохождения T и отражения R одиночного слоя структурных элементов.

К сожалению, этот подход невозможно применить к метапленкам (разновидность двумерных метаматериалов [3]). Причина заключается в том, что метапленка является периодическим монослоем, толщина которого не может быть определена однозначным образом. На основании этого в [3] был сделан вывод, что замена метапленки однородным слоем невозможна. Она характеризуется компонентами матрицы поверхностной плотности восприимчивости $\|\chi_s\|$. С другой стороны, в работе [4] в предположении, что такая замена возможна, были получены коэффициенты T и R для изотропной метапленки на подложке. Для вывода обобщенных граничных условий метапленка была заменена эффективным слоем нулевой толщины $L \rightarrow 0$. Данная работа посвящена ответу на вопрос о правомерности подобной взаимно однозначной замены.

Совсем недавно нами был предложен подход, основанный на использовании закона поглощения света Бугера-Ламберта-Бера [5]. Этот закон снимает вышеупомянутую неоднозначность в определении толщины. Он позволяет выразить толщину L и материальные параметры (диэлектрическую проницаемость ε и магнитную восприимчивость μ) эквивалентной тонкой пленки через поглощение $|D|^2$ метапленки.

Нелинейное уравнение относительно L имеет следующий вид (временная зависимость $e^{-i\omega t}$):

$$\ln|D(\lambda)|^2 + \frac{4\pi}{\lambda} L\kappa(L, \lambda) = 0, \quad (1)$$

где λ – длина волны в окружающей среде, $\kappa \geq 0$ – мнимая часть показателя преломления n , описывающая затухание. Уравнение (1) имеет нетривиальное решение только для среды с ненулевым поглощением. Если $|D|^2$ достаточно мало (рис.1, см. λ_2), то оно может быть решено численно, например, с помощью метода дихотомии [6]. Напротив, в случае достаточно большого $|D|^2$ (рис.1, см. λ_1), толщина L становится меньше 1 нм. Это выходит за рамки применимости электродинамики. Пусть $|D|^2 \rightarrow 1$,

тогда $\kappa \neq 0$. Чтобы (1) выполнялось, второе слагаемое $(4\pi/\lambda)L\kappa$ должно равняться нулю и, следовательно, $L = 0$, что является физически бессмысленным.

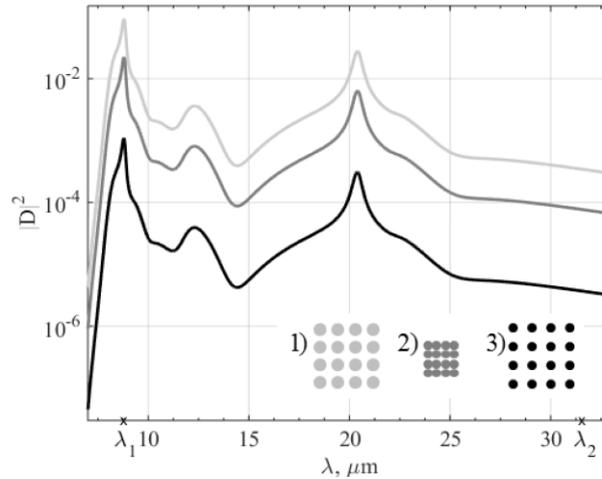


Рис. 1. Поглощение при нормальном падении для трех конфигураций: 1) $(d, p) = (0.27, 0.81)$ мкм (светло-серая кривая), 2) $(0.06, 0.18)$ мкм (темно-серая кривая) и 3) $(0.06, 0.81)$ мкм (черная кривая).

Для иллюстрации предложенного подхода рассмотрим несколько метапленок, состоящих из сферических частиц из кварцевого стекла. Свойства таких мета-атомов и метапленок, структурированных из них, были изучены для ИК-диапазона от 7 до 33 мкм в [7]. Кварцевое стекло выбрано неслучайно: в рассматриваемом диапазоне имеются области как значительно большего, так и малого поглощения. Экспериментальные данные для кварцевого стекла брались из [8]. На рис. 1 представлен график зависимости поглощения $|D|^2$ при нормальном падении от длины волны λ для трех геометрий: 1) диаметр частиц $d = 0.27$ мкм, период решетки $p = 0.81$ мкм, 2) $d = 0.06$ мкм, $p = 0.18$ мкм и 3) $d = 0.06$ мкм, $p = 0.81$ мкм.

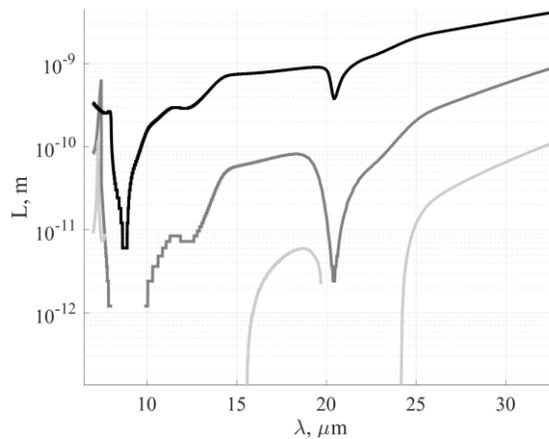


Рис. 2. Зависимость толщины L от длины волны λ . Цветовые обозначения соответствуют рис. 1.

В области малого (но ненулевого) поглощения метапленка может быть описана как тонкая пленка, толщина L которой зависит от длины волны λ (рис. 2). Это связано с рассеянием падающей волны на пространственно упорядоченных мета-атомах, которые переизлучают как вторичные точечные источники. Значения L меньше d и, кроме того, L монотонно возрастает с увеличением λ . Это приводит к более широкой полосе согласования, чем у обычной тонкой пленки постоянной толщины. Благодаря

этому метапленки привлекательны в качестве просветляющих покрытий и идеальных зеркал.

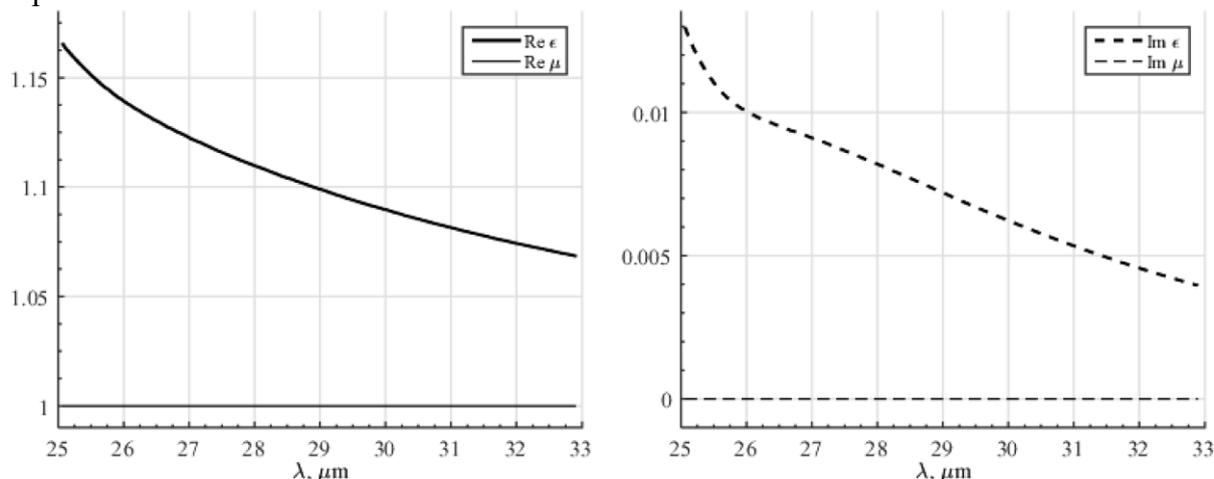


Рис. 3. Действительная (сплошные линии) и мнимая (штриховые линии) части эффективных материальных параметров ϵ (жирные линии) и μ (тонкие линии) метапленки, состоящей из сферических частиц с $(d, p) = (0.06, 0.81)$ мкм из кварцевого стекла, в области малого поглощения.

Вычисленные эффективные материальные параметры ϵ и μ третьей структуры также зависят от λ . Из рис. 3 очевидно, что они удовлетворяют условиям локальности: причинности ($\partial \text{Re } \epsilon / \partial \lambda < 0$ и $\partial \text{Re } \mu / \partial \lambda < 0$) и пассивности ($\text{Im } \epsilon \geq 0$ и $\text{Im } \mu \geq 0$). Более интересным представляется вопрос о независимости материальных параметров от угла падения θ . В настоящей работе сравниваются значения коэффициентов T и R рассматриваемой метапленки и тонких пленок для различных θ и λ .

Тем самым, при малом, но ненулевом, коэффициенте поглощения изотропная метапленка эквивалентна очень тонкому однородному слою. Это справедливо на каждой конкретной длине волны падающего излучения. Толщина тонкой пленки мала по сравнению размерами мета-атомов и является частотно-зависимой. Предложен оригинальный алгоритм вычисления этой толщины и эффективных материальных параметров структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 15-01-03524 и № 16-31-00418).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.H. Sihvola "Electromagnetic mixing formulas and applications". V. 47 of Electromagnetic Waves Series. London: IET Publishing, 1999.
2. D.K. Morits, C.R. Simovski // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 165114.
3. C.L. Holloway, E.F. Kuester, A. Dienstfrey // IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. 2011. V. 10. P. 1507.
4. M. Albooyeh, D. Morits, C.R. Simovski // Metamaterials. 2011. V. 5. P. 178.
5. Zh.O. Dombrovskaya, A.V. Zhuravlev // Appl. Phys. A: Materials Science and Processing. 2017. V. 123. P. 27.
6. Н.Н. Калиткин, Е.А. Альшина "Численные методы". Кн. 1. М.: Академия, 2013.
7. Zh.O. Dombrovskaya et al. // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 24. P. 96.
8. С.И. Попова, Т.С. Толстых, В.Т. Воробьев // Оптика и спектроскопия. 1972. Т. 33. С. 801.

Влияние низкотемпературного отжига на магниторезонансные свойства наногранулированных магнитных пленок $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ и $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$

С.А. Вызулин¹, А.Л. Кевралетин¹, Н.Е. Сырьев²

¹Краснодарское высшее военное училище имени генерала армии С.М. Штеменко

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

kevr@list.ru

Исследованы пленочные системы $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ и $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ с различной концентрацией магнитной фазы m . Образцы отжигались при температурах 200°C и 300°C. Установлено, что отжиг образцов $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ при более высокой температуре приводит к изменению величин резонансных полей и ширин линий поглощения. Установленные закономерности объясняются влиянием отжига на форму магнитных гранул. Отжиг образцов магнитной системы $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ не приводит к существенному изменению магниторезонансных характеристик.

Введение

Гранулированные композитные пленки, включающие в себя магнитную металлическую и немагнитную фазы, являются перспективными функциональными материалами [1]. В спинтронике магнитные пленки могут использоваться в записывающих магнитных устройствах для увеличения плотности памяти [2]. Известны пленочные наногранулированные структуры, применяемые в качестве радиопоглощающих материалов, например, тонкопленочные структуры из гидрогенизированного углерода с кластерами магнитных наночастиц [3]. Одним из способов изменения магнитных и релаксационных свойств тонких магнитных пленок является отжиг [4].

Цель – изучить влияние низкотемпературного отжига на магниторезонансные свойства наногранулированных магнитных пленок $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ и $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ с различной концентрацией магнитной фазы.

1. Объект исследований

Исследованы наногранулированные пленочные структуры типа ферромагнетик – немагнитная матрица. Наносистемы синтезированы в Воронежском государственном технологическом университете методом ионно-лучевого напыления Co или Ni с навесками из C в атмосфере аргона на подложку из ситалла. Вдоль структуры концентрация магнитной фазы m и толщина магнитного слоя изменялись, а поперек – эти параметры оставались примерно постоянными. Для системы $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ величина m возрастала от 37,2 до 69,1 ат.%, для системы $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ от 23,2 до 89,8 ат.%. Для каждой системы было изготовлено 80 образцов размером 3x4 мм². Для определенности условимся обозначать направление в плоскости образца, совпадающее с продольным направлением исходной структуры, вектором \vec{i} , а поперечное к нему направление в плоскости пленки – вектором \vec{j} . Образцы были пронумерованы в порядке удаления от конца структуры с меньшей концентрацией магнитной фазы. Нечетные образцы отжигались в течение 30 мин при температуре $t=200^\circ\text{C}$, четные – при температуре $t=300^\circ\text{C}$. Указанная схема выбора образцов позволяет сравнивать магниторезонансные характеристики образцов с близкими значениями m , отожженных при разной температуре.

2. Метод исследований

Резонаторным способом при фиксированной частоте $f=\omega/2\pi\approx 9.1$ ГГц с разверткой постоянного магнитного поля при комнатной температуре изучены спектры ФМР. Применялась обычная модуляционная техника. Регистрация спектров для каждого образца проводилась при разной ориентации поля намагничивания \vec{H} относительно поверхности образца. Угол α , отсчитываемый от \vec{n} – нормали к плоскости пленки, изменялся от 0 до 360°. Было выполнено две серии экспериментов. В одной - внешнее магнитное поле $\vec{H} \perp \vec{i}$, в другой – $\vec{H} \perp \vec{j}$. По спектрам определялись резонансное поле H_r и ширина линии поглощения ΔH .

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Резонансное поглощение энергии электромагнитного СВЧ излучения при изменении напряженности поля намагничивания наблюдалось для всех исследованных образцов системы Co_mC_{100-m} и для образцов системы Ni_mC_{100-m} с концентрацией магнитной фазы $65,9 < m \leq 89,8$ ат.%. В образцах системы Ni_mC_{100-m} с m от 23,2 до 65,9 ат.% магнитный резонанс в экспериментах не регистрировался, поэтому ниже эти образцы обсуждаться не будут.

В спектрах, всех исследованных образцов системы Co_mC_{100-m} , при касательном намагничивании регистрировалась только одна линия поглощения. При нормальном намагничивании этих образцов может наблюдаться несколько резонансов. Из них мы выделяли один, который прослеживается при всех $\alpha \in [0, 90^\circ]$. Этот резонанс интерпретировали, как однородный ФМР. Для образцов системы Ni_mC_{100-m} сложности выделения однородной моды нет, так как в этом случае для всех возможных значений α регистрируется только одна линия поглощения. Характер зависимостей $H_r(\alpha)$ и $\Delta H(\alpha)$ для однородной моды существенно зависит от химического состава магнитных гранул, от их концентрации m и температуры отжига образца. Этим исследованные системы отличаются от ранее изученных пленочных нанокмозитов с формулой $(CoFeV)_mC_{100-m}$ [1]. Для последних характерно: а) зависимости $H_r(\alpha)$ и $\Delta H(\alpha)$ при $\vec{H} \perp \vec{i}$ и $\vec{H} \perp \vec{j}$ практически (с точностью измерений) совпадают; б) зависимости $H_r(\alpha)$ и $\Delta H(\alpha)$ симметричны относительно оси $\alpha=0$; в) резонансное поле при касательном намагничивании ($\alpha=90^\circ$) – минимально, а при нормальном ($\alpha=0$) – максимально; г) при изменении α от 0 до 90° величина H_r монотонно уменьшается.

Система Co_mC_{100-m} . На рисунке 1 представлены зависимости $H_r(\alpha)$ для образцов с $m \approx 44$ ат.%. Вид зависимостей $H_r(\alpha)$ и $\Delta H(\alpha)$ существенно меняется при изменении ориентации поля намагничивания по отношению к выделенным направлениям в пленке (случаи $\vec{H} \perp \vec{i}$ и $\vec{H} \perp \vec{j}$). Наблюдается анизотропия H_r в плоскости пленки. Разница между значениями H_r при касательном намагничивании в случаях $\vec{H} \perp \vec{i}$ и $\vec{H} \perp \vec{j}$ может достигать величины порядка 300 Э. Предполагая что магнитные наночастицы имеют эллипсоидальную форму, экспериментальные данные, можно объяснить тем, что в проекции на плоскость пленки гранулы в среднем вытянуты вдоль направления \vec{j} (поперек продольной оси исходной наноструктуры). В ситуации, когда $\vec{H} \perp \vec{j}$, экстремальные значения H_r наблюдаются при наклонном намагничивании образца, угловые зависимости H_r несимметричны относительно оси $\alpha=0$, зависимости $H_r(\alpha)$ для $\alpha \in [0, 90^\circ]$ немонотонны. Эти факты указывают на то, что в проекции на плоскость, образованную векторами \vec{n} и \vec{i} , магнитные гранулы в среднем сплюснуты вдоль некоторой оси, расположенной между векторами \vec{n} и \vec{i} . Для $\vec{H} \perp \vec{i}$ экстремальные

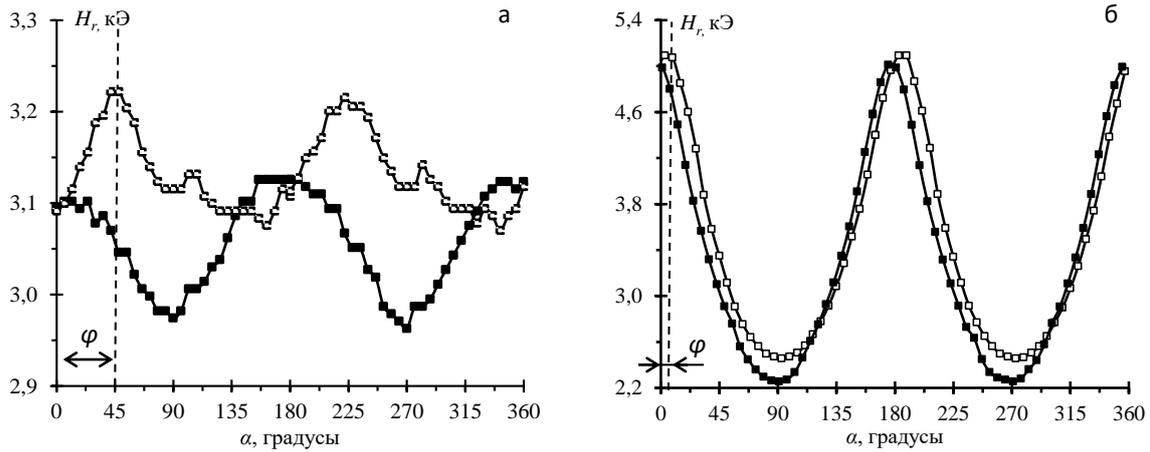


Рис. 1. Вид зависимостей $H_r(\alpha)$ для образцов с $m \approx 44$ ат.%. а – $t=200^\circ\text{C}$, б – $t=300^\circ\text{C}$;
 \square – для $\vec{H} \perp \vec{j}$, \blacksquare – для $\vec{H} \perp \vec{i}$.

значения H_r наблюдаются при касательном (минимум) и нормальном (максимум) намагничивании образца. Угловые зависимости H_r симметричны относительно оси $\alpha=0$. Зависимости $H_r(\alpha)$ для $\alpha \in [0, 90^\circ]$ монотонны. Эти закономерности свидетельствуют о том, что в проекции на плоскость, образованную векторами \vec{n} и \vec{j} , магнитные гранулы в среднем имеют форму эллипса, одна ось которого перпендикулярна, а другая – параллельна плоскости пленки.

Указанные особенности наблюдаются не для всех исследованных образцов, а только для образцов, отожжённых при $t=200^\circ\text{C}$, с $m \leq 58,9$ ат.% и образцов, отожжённых при $t=300^\circ\text{C}$, с $m \leq 54,4$ ат.%.

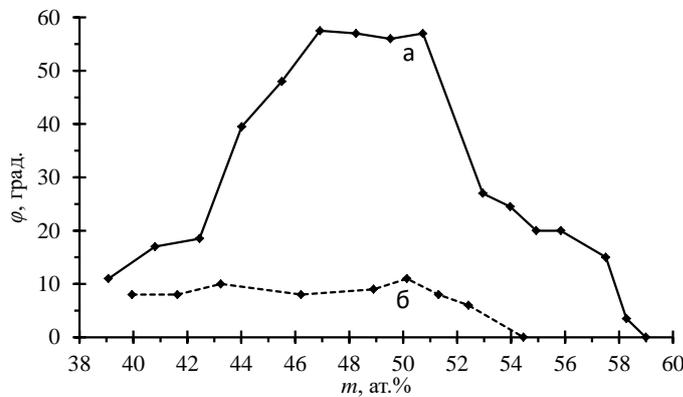


Рис. 2. Зависимость φ от m : а – $t=200^\circ\text{C}$, б – $t=300^\circ\text{C}$

Для количественной характеристики величины смещения экстремума (максимума) H_r введем угол φ , отсчитываемый от \vec{n} . На рисунке 2 представлены графики зависимости величины угла φ от m для образцов, отожженных при разной температуре. Видно, что зависимости $\varphi(m)$ немонотонны – при $46,9 \leq m \leq 50,7$ ат.% величина φ достигает максимальных значений. Это свидетельствует о том, что форма гранул и ориентация ее осей симметрии по отношению к выделенным направлениям в пленке существенно зависит от угла напыления при синтезе наносистемы.

Сравнение значений φ для образцов с близкими m и отожжённых при разной температуре указывает на то, что при отжиге происходит трансформация магнитных гранул – изменение формы и ориентации выделенного направления одной из главных осей относительно нормали к поверхности образца.

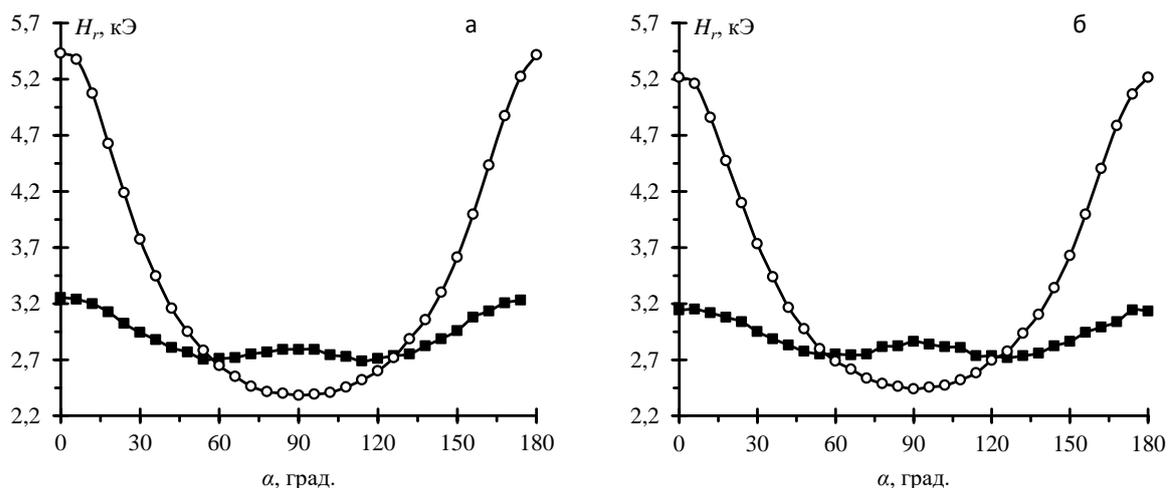


Рис. 3. Зависимости $H_r(\alpha)$ для случая $\vec{H} \perp \vec{i}$: а – $t=200^\circ\text{C}$, б – $t=300^\circ\text{C}$; ■ – $m \approx 69,5$ ат.%, ○ – $m \approx 78,1$ ат.%

Установлено, что отжиг образцов с $m \leq 54,4 \dots 58,9$ ат.% при более высокой температуре приводит: к увеличению при $\alpha=0$ и к уменьшению при $\alpha=90^\circ$ величины резонансного поля (см. например, рисунок 1); к сужению (в 5-10 раз) линии поглощения. При $m > 54,4 \dots 58,9$ ат.% различие между магниторезонансными характеристиками образцов, подвергнутых термообработке при разных условиях, менее существенно.

Система $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$. Вид зависимостей $H_r(\alpha)$ и $\Delta H(\alpha)$ при изменении ориентации поля намагничивания по отношению к выделенным направлениям в пленке (случаи $\vec{H} \perp \vec{i}$ и $\vec{H} \perp \vec{j}$) практически не изменяется. Характер зависимостей $H_r(\alpha)$ в системах $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ и $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ существенно различается. На рисунке 3 в качестве иллюстрации представлены зависимости $H_r(\alpha)$ для образцов $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ с $m \approx 69,5$ и $78,1$ ат.%. Если $65,9 \leq m \leq 77,4$ ат.%, зависимости $H_r(\alpha)$ на интервале $[0, 90^\circ]$ немонотонны.

Максимальное резонансное поле наблюдается при нормальном намагничивании ($\alpha=0$), а минимальное – при наклонном намагничивании. При касательном намагничивании ($\alpha=90^\circ$) наблюдается локальный максимум H_r . Для образцов с $m > 77,4$ ат.% резонансное поле при касательном намагничивании ($\alpha=90^\circ$) – минимально, а при нормальном ($\alpha=0$) – максимально. Характер изменения H_r с ростом α монотонно убывающий. Зависимости $H_r(\alpha)$ и $\Delta H(\alpha)$ симметричны относительно оси $\alpha=0$. Наблюдаемые закономерности трудно объяснимы особенностями формы и ориентации магнитных гранул в пленке. Отжиг образцов магнитной системы $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ не приводит к существенному изменению магниторезонансных характеристик. Ранее в [5] было установлено, что для композита $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ коэрцитивная сила имеет значительную величину ($H_c \approx 50$ Э). Это отличает рассматриваемую систему от гетерогенных структур $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ и $(\text{CoFeB})_m\text{C}_{100-m}$. Отжиг при $t=200^\circ\text{C}$ в течение 30 мин не приводит к существенному изменению H_c .

4. Заключение

Изучено влияние низкотемпературного отжига на магниторезонансные свойства наногранулированных магнитных пленок $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ и $\text{Ni}_m\text{C}_{100-m}$ с различной концентрацией магнитной фазы. Установлено, что для образцов $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ с $m \leq 54,4 \dots 58,9$ ат.% отжиг при $t=300^\circ\text{C}$, по сравнению с $t=200^\circ\text{C}$, приводит: к

увеличению при $\alpha=0$ и к уменьшению при $\alpha=90^\circ$ величины H_r и к уменьшению ΔH . При $m>54,4\dots58,9$ ат.% различие между магниторезонансными характеристиками образцов, подвергнутых термообработке при разных условиях, менее существенно. Установленные закономерности объясняются трансформацией формы и ориентации магнитных гранул в результате термообработки. В образцах системы Ni_mC_{100-m} с m от 23,2 до 65,9 ат.% магнитный резонанс в экспериментах не регистрировался. Отжиг образцов системы Ni_mC_{100-m} с $65,9<m\leq 89,8$ ат.% при температурах 200°C и 300°C не влияет на их магниторезонансные характеристики. Это позволяет предположить, что форма наночастиц Ni в процессе отжига в указанном диапазоне температур не изменяется.

ЛИТЕРАТУРА

- 1.С.А. Вызулин и др.//Известия РАН. Сер.: физич.. 2017, Т. 81, № 3, С. 334-336.
- 2.О.В. Снигиреви др.//ФТТ. 1998, Т. 40, № 9,с. 1681-1685.
- 3.Г.А. Николайчук и др.//Электроника НТБ.2010, № 1, С. 92-95.
- 4.Л.Н. Котов и др.//Известия ВУЗов. Физика. 2011, №1/2, С. 375-379.
5. А.А. Алешников и др.//Вестник ВГТУ. 2012. Т. 8. № 11. С. 77–82.

Краткий обзор нелинейных свойств метаматериалов

М. Лапин^{1,2}

¹ School of Mathematical and Physical Sciences, University of Technology Sydney, NSW, Australia

² Физико-технический факультет, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
mikhail.lapine@uts.edu.au

В докладе даётся краткий обзор современного развития метаматериалов с нелинейными свойствами, представляющих актуальную область исследований [1], интенсивно развивающуюся в течение последних пятнадцати лет. Особое внимание будет оказано применению новых «степеней свободы» в разработке метаматериалов, приводящему к взаимодействию свойств различной физической природы и обеспечивающему разнообразные нелинейные эффекты.

Так, одной из новейших концепций является привнесение механической обратной связи в электромагнитную систему, что достигается, например, размещением электромагнитных резонаторов в эластичной среде [2], или конструированием специализированной механической связи в пределах одного «мета-атома» (Рис.1л) для обеспечения взаимного вращения резонаторов [3], или же использованием гибких резонаторов (Рис.1ц). Введённые механические связи оказываются задействованными за счёт электромагнитных сил, возникающих под действием электромагнитного излучения вблизи резонанса. Происходящее вследствие возникающих механических смещений изменение внутренней структуры такого метаматериала приводит, в частности, к изменению его резонансной частоты, что, в свою очередь, обуславливает нелинейную обратную связь по отношению к падающему излучению.

Подобные конструкции позволяют не только получить сильную нелинейную связь, но и обеспечить, например, самоперестраивающиеся резонансы (Рис.1п), позволяющие устроить широкополосный контроль дисперсии [4], автоколебания или хаос [5], нелинейную хиральность [6] и спонтанное нарушение симметрии [7].

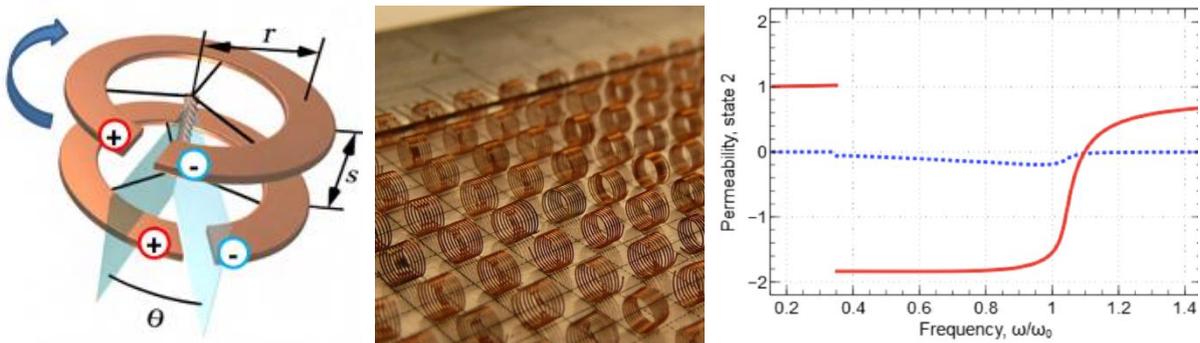


Рис.1. Слева: вращательный мета-атом [3]. Посередине: гибкие спиральные резонаторы [8]. Справа: широкополосная самоперестраивающаяся отрицательная магнитная проницаемость.

В докладе будут рассмотрены различные способы получения подобных метаматериалов: вращательные «мета-атомы» (Рис.1л), гибкие проводящие спиральные резонаторы (Рис.1ц), пригодные для микроволнового диапазона [8], наноструктуры с искусственной электрострикцией (Рис.2л) для усиления стимулированного Бриллюэновского рассеяния [9], а также гибридные «мета-атомы», совмещающие в себе отклик к существенно различным частотным диапазонам.

Другой новой концепцией является взаимодействие принципиально различных частотных диапазонов, обеспечивающееся конструкционными особенностями «мета-атомов». Примером такой конструкции (Рис.2ц) может служить установление оптической связи между микроволновыми резонаторами, полученной при помощи включения фотодиодов и светодиодов в состав резонаторов [10]. Такая схема позволяет открыть дополнительный и независимый канал взаимодействия между резонаторами, и может быть использована для устройства нелинейных «светофоров» для взаимного регулирования сигналов в пересекающихся волноводах.

В заключение, будет указано на новые возможности регулирования нелинейных процессов [11], связанные с использованием метаматериалов с гиперболической дисперсией. Такие метаматериалы, обычно изготавливаемые в виде композитных сред из чередующихся слоёв диэлектрика и металла, или в виде среды из проводов, поддерживают распространение волн с очень широким спектром волновых векторов, что открывает значительные перспективы для осуществления согласования фаз при генерации гармоник с нестандартными материалами (Рис.2п).

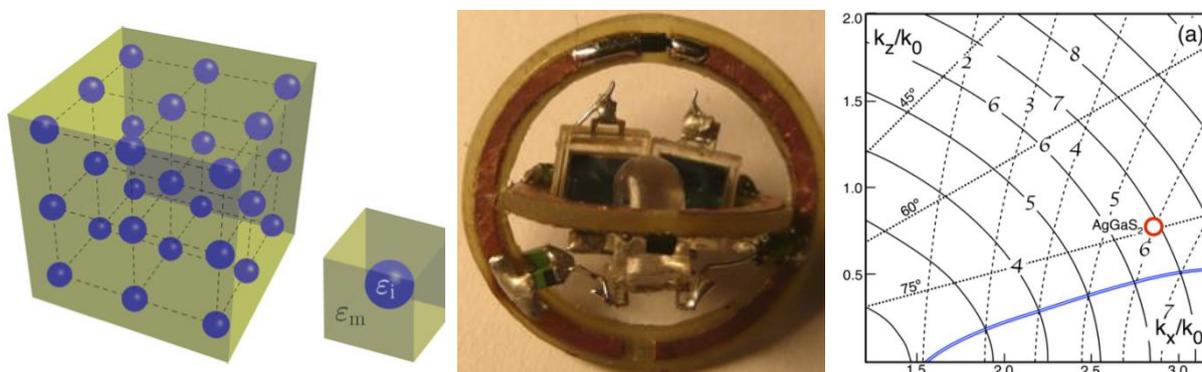


Рис. 2. Слева: среда с искусственной электрострикцией [9]. Посередине: микроволновой резонатор с оптическим сопряжением [10]. Справа: схема согласования фаз в гиперболическом метаматериале [11].

Таким образом, введение новых степеней свободы в дизайн метаматериалов [12] приводит к целому ряду любопытных явлений, многие из которых заслуживают детального исследования и тщательной дальнейшей разработки.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Lapine, I.V. Shadrivov, Y.S. Kivshar // Rev. Mod. Phys. 2014. V. 86. P. 1093.
2. M. Lapine et al. // Nature Materials. 2012. V. 11. P. 30.
3. M. Liu et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 235126.
4. M. Lapine, I. Shadrivov, Y. Kivshar // Sci. Rep. 2012. V. 2. P. 412.
5. M. Liu et al. // New J. Phys. 2013. V. 15. P. 073036.
6. M. Lapine et al. // Sci. Rep. 2011. V. 1. P. 138.
7. M. Liu et al. // Nat. Comm. 2014. V. 5. P. 4441.
8. A. P. Slobozhanyuk et al. // Adv. Mater. 2013. V. 25. P. 3409.
9. M. J. A. Smith et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 214102.
10. A. P. Slobozhanyuk et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 014104.
11. C. Duncan et al. // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 8983.
12. M. Lapine // Phys. Stat. Sol. B. 2017. DOI:10.1002/pssb.201600462.

Особенности угловых спектров отражения металл-диэлектрических структур на длине волны 10,6 мкм

Е.Т.Т. Нгуен¹, Г.А. Князев^{1,2}, И.М. Сопко¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

²Российский квантовый центр

g_knyazev@mail.ru

Акустооптические устройства широко используются для решения многих задач в различных областях науки и техники, например, в оптике, оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке данных и лазерной технике [1]. Однако развитие акустооптики ограничено поиском новых материалов с лучшими оптическими и акустооптическими характеристиками. В то же время все большее внимание уделяется созданию новых материалов и структурированных сред, в том числе и акустоплазмонных структур [2].

Энергия поверхностных плазмонов сосредоточена на границе раздела, поэтому плазмоны чувствительны к изменениям как диэлектрических свойств сред, так и геометрии поверхности раздела. Многими учеными использовались периодические дифракционные решетки для изучения распространения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела воздух-металл. Поведение поверхностных плазмон-поляритонов на синусоидальных решетках можно рассмотреть с помощью поверхностной акустической волны.

В работе [3] была рассмотрена слоистая структура, состоящая из ниобата лития, пленки серебра и воздуха. Используя метод призмного ввода, возбуждался поверхностный плазмон-поляритон на границе раздела серебро-воздух. Если поверхностная акустическая волна с длиной волны λ распространяется вдоль границ раздела ниобата лития и пленки серебра, она будет генерировать синусоидальные решетки на двух границах раздела: ниобат лития-серебро, серебро-воздух. Поэтому помимо отраженного света будут образовываться дифракционные пучки. При малых амплитудах поверхностной акустической волны можно пренебречь дифракционными порядками выше первого. В этом случае тангенциальная составляющая волнового вектора падающего света с р-поляризацией может быть уменьшена или увеличена вектором решетки поверхностной акустической волны. Тогда условие сохранения волновых векторов становится равным:

$$k_{0\tau}(\omega/c) \sin \theta_N + N(2\pi/\Lambda) = \beta \quad (1)$$

При взаимодействии поверхностных плазмон-поляритонов с низкочастотной и малоамплитудной поверхностной акустической волной, которая действует как динамическая решетка, обмен энергией мал. Однако нельзя пренебрегать вкладом поверхностной акустической волны в условии сохранения волновых векторов для оптического возбуждения поверхностного плазмон-поляритонов. Исследование поведения поверхностных плазмон-поляритонов при различных частотах и амплитудах поверхностной акустической волны с одним и тем же устройством является перспективной задачей, применимой для создания различных видов датчиков с потенциально более высокой чувствительностью, чем обычные плазмонные датчики, которые измеряют только сдвиг резонансного угла.

Создание новых устройств на основе плазмонных наноструктур требует разработки физических концепций, в которых свойства плазмонов и их взаимодействие с фотонами могут контролироваться извне. В работе [4] был рассмотрен подход к данной задаче с использованием акустических волн субтерагерцового диапазона. Была

исследована дифракция субтерагерцовых фононов с помощью плазмонной решетки из золота, изготовленной на плоскости подложки из гадолиний-галиевого граната, где возбуждались фемтосекундные импульсы. В такой плазмонной наноструктуре возбуждается два типа резонансов: оптический (поверхностный плазмон-поляритон) и фононный (связанный с дифракцией высокого порядка приповерхностных продольных акустических фононов). Когерентные фононы влияют на изменение поверхностного плазмон-поляритонного резонанса, что приводит к эффективной высокочастотной модуляции отражательной способности структуры для видимого света.

Основной проблемой перехода от видимого диапазона к инфракрасному является непрозрачность материалов в ИК диапазоне. Акустооптические характеристики в ИК области намного менее эффективны, чем в видимом диапазоне. Длина пробега поверхностного плазмон-поляритона в ИК диапазоне гораздо больше, чем у плазмонов видимой области, а коэффициент локализации существенно меньше. Это накладывает менее строгие требования к качеству отделки поверхности, что значительно упрощает разработку акустоплазмонных устройств. Для длин волн близких к 10,6 мкм наиболее популярными материалами являются германий, который достаточно легко обрабатывается, и арсенид галлия (GaAs), в котором существует возможность возбуждения поверхностной акустической волны благодаря высоким пьезоэлектрическим характеристикам материала. Наиболее удобный способ возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в среднем ИК диапазоне - призмный метод Отто. Особенностью данного метода является переизлучение возбужденного плазмона обратно в объемную волну. Для системы металл-воздух-призма коэффициент отражения для ТМ-поляризации выглядит как [5]:

$$R = \frac{\frac{k_z}{\varepsilon_p} \left(\frac{\gamma_d + \gamma_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} + \left(\frac{\gamma_d - \gamma_m}{\varepsilon_d - \varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} - i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left(\frac{\gamma_d + \gamma_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} - \left(\frac{\gamma_d - \gamma_m}{\varepsilon_d - \varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d}}{\frac{k_z}{\varepsilon_p} \left(\frac{\gamma_d + \gamma_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} + \left(\frac{\gamma_d - \gamma_m}{\varepsilon_d - \varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} + i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left(\frac{\gamma_d + \gamma_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} - \left(\frac{\gamma_d - \gamma_m}{\varepsilon_d - \varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d}}, \quad (2)$$

где k_z – величина проекции волнового вектора падающей волны на ось OZ, γ_d – величина локализации плазмона в воздухе, $\varepsilon_d = 1$ – диэлектрическая проницаемость воздуха, γ_m – локализация плазмона в металле, ε_m – диэлектрическая проницаемость металла, ε_p – диэлектрическая проницаемость призмы, а d – величина зазора между призмой и металлом.

Зависимость угла возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов от ширины зазора представлена на рис. 1. Темные линии описывают волноводные моды, светлые полосы демонстрируют возбуждение плазмонных резонансов. В случае ТЕ-поляризации плазмонные резонансы отсутствуют. Имеются только волноводные моды, изображенные темными линиями рис. 1 (б).

В работах [5, 6] была предложена конструкция акустоплазмонного модулятора, основанная на пьезоэлектрических свойствах арсенида галлия (GaAs) для формирования акустической волны. Для создания необходимого для возбуждения плазмонного резонанса угла падения света использовалась германиевая призма (Ge). Поверхностный плазмон-поляритон и поверхностная акустическая волна распространялись в одном и том же направлении, увеличивая эффективную длину акустооптического взаимодействия, причем взаимодействие поверхностной акустической волны происходит не только с падающей волной, но и с объемной волной, отраженной от призмы, и с излучением, преобразованным в поверхностный плазмон-поляритон.

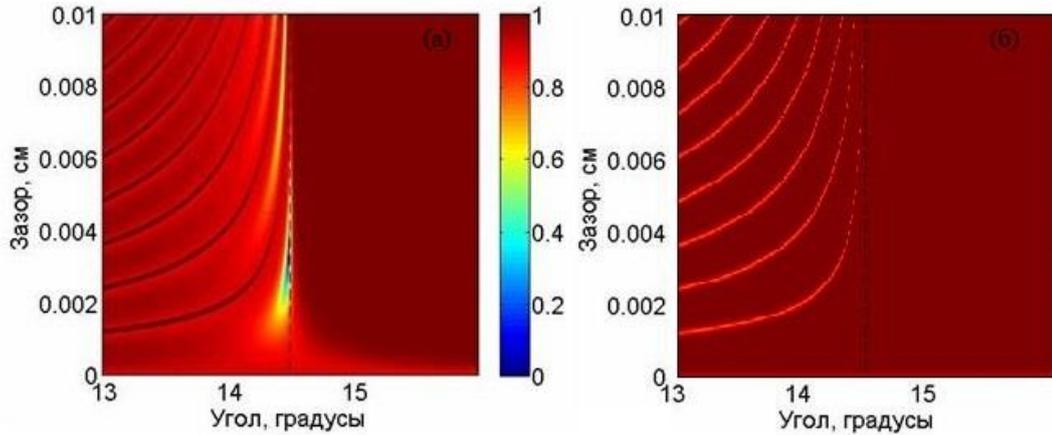


Рис. 1. Теоретическая зависимость коэффициента отражения от угла падения и ширины зазора для: а) ТМ-поляризации, б) ТЕ-поляризации.

В [6] показано, что для ИК диапазона наиболее низкое затухание обеспечивается в алюминии. Причем длина свободного пробега поверхностного плазмон-поляритона составляет около нескольких сантиметров. Угол падения θ , необходимый для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона, определяется из равенства:

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \right) \quad (3)$$

Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона близко к волновому числу свободной волны, угол возбуждения близок к углу полного внутреннего отражения призмы. Для германиевой призмы этот угол равен $14,5^\circ$, так как его показатель преломления на длине волны 10,6 мкм равен 4,0.

Первым и необходимым шагом на пути к практической реализации предложенного в работах [6, 7] акустоплазмонного модулятора ИК излучения является экспериментальное изучение зависимости диапазона углов возбуждения плазмонного резонанса от величины воздушного зазора. Идея эксперимента заключается в регистрации тепловизором изображения интенсивности луча CO_2 -лазера на экране после прохождения плазмонной структуры в зависимости от ширины зазора между призмой и пленкой алюминия.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 2.

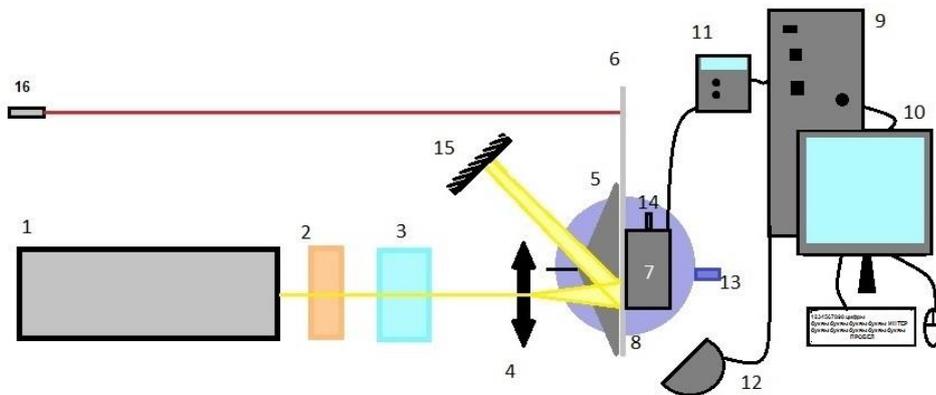


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

В качестве ИК излучателя используется CO_2 -лазер 1, длина волны излучения которого равна 10,6 мкм. Для получения циркулярно поляризованного света

устанавливается пластинка λ 2. Поляризатор 3 выделяет ТМ-поляризацию из лазерного излучения. Для получения рассеивающегося пучка используется собирающая линза 4. В её фокусе располагается германиевая призма 5, углы которой равны $(14,5 \pm 0,1)^\circ$, $(14,5 \pm 0,1)^\circ$ и $(151,0 \pm 0,1)^\circ$. Регулировка воздушного зазора между призмой и зеркалом с алюминиевым покрытием 6 осуществляется с помощью микрометрического винта 14 и пьезоэлектрической подвижки Thorlabs TPZ001 7 с модулем управления 11. В составе установки используется также подвижка 8 для регулировки угла поворота призмы винтом 13. С помощью юстировочного лазера 16 определяется нормальное падение ИК излучения на грань призмы (с учетом параметров призмы). Тепловизором 12 фиксируется изображение на экране 15, которое обрабатывалось компьютером 9, 10.

Экспериментальные результаты (рис. 3) хорошо согласовываются с теоретическими.

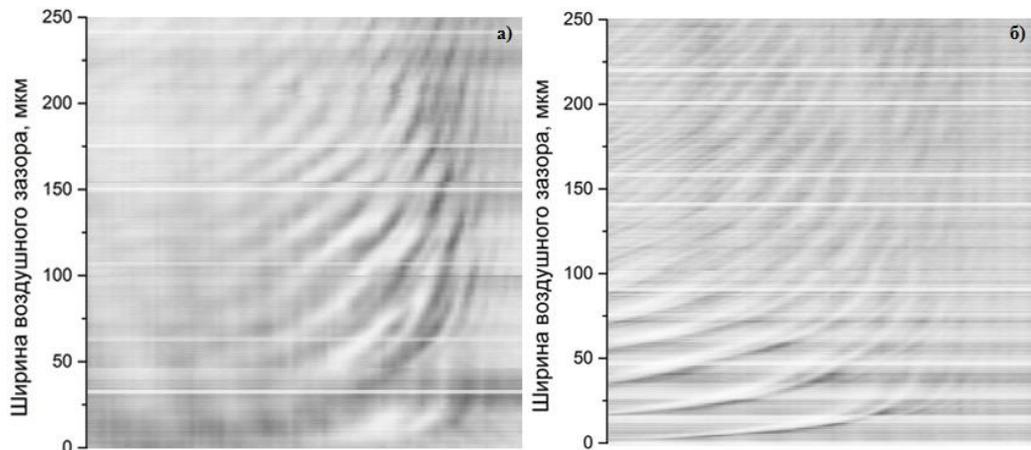


Рис. 3. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения от угла падения и ширины зазора для: а) ТМ-поляризации, б) ТЕ-поляризации.

Для ТМ-поляризации (рис. 3(а)) хорошо видны зависимости как волноводных мод (белые линии), так и плазмонных резонансов вблизи угла полного внутреннего отражения (темные линии) от ширины воздушного зазора. В ТЕ-поляризации никаких плазмонных резонансов не наблюдалось, а зависимость волноводных мод от ширины зазора не изменилась по сравнению с ТМ-поляризацией (рис. 3(б)). Поэтому ТМ-поляризация представляет из себя больший интерес для дальнейших исследований.

Проанализировав полученные результаты, имеем представленную выше экспериментальную зависимость угла возбуждения волноводных мод и поверхностных плазмон-поляритонов от ширины воздушного зазора, что в дальнейшем можно использовать для разработки новых приборов и оптимизации их работы.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ №16-52-00137.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Maier, "Plasmonics: fundamentals and applications", R&C Dynamics, 2006.
3. R.H. Ritchie // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 874
4. X. Sun et al. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 362.
5. C. Brueggemann et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86.
6. I.M. Sopko, G.A. Knyazev // Phys. Wave. Phenom. 2016. V. 24. No 2. P. 124-128.
7. I.M. Sopko, G.A. Knyazev // ICONO/LAT 2016.

Диагностика свободных носителей заряда в кремниевых нанонитях методами спектроскопии комбинационного рассеяния света и нарушенного полного внутреннего отражения

С.П. Родичкина¹, К.Р. Умбеталиева², Ю.А. Алещенко², В.Ю. Тимошенко^{1,2}

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический Факультет, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, 1

²Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119333, Москва, Ленинский проспект, 53

rodichkina-s@yandex.ru

Легированные кремниевые наноструктуры (КНС) являются перспективным материалом для микроэлектроники, фотовольтаики, термоэлектричества, биологических и химических сенсоров [1]. Для эффективного применения КНС в указанных областях необходимо разработать наиболее рациональные методы (1) получения КНС с высокой концентрацией носителей заряда и (2) определения концентрации носителей заряда в КНС. В данной работе для достижения высокой концентрацией носителей заряда в КНС было произведено дополнительное легирование сформированных наноструктур, величина концентрации носителей заряда в КНС была определена с помощью бесконтактных методов спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и нарушенного полного внутреннего отражения света (НПВО).

Кремниевые наноструктуры (КНС) были изготовлены методом металл-стимулированного химического травления (МСХТ) подложек слабо легированного кристаллического кремния (с-Si) n- и p-типа проводимости (удельное сопротивление 1-10 Ом*см) с кристаллографической ориентацией (100). С целью получения слоев КНС различной толщины время травления варьировалось от 5 до 60 мин. Затем, используя метод быстрого термического отжига, было произведено дополнительное легирование указанных образцов примесями n- и p-типа, соответственно. Было показано, что после дополнительного легирования образцы сохраняли исходную наноструктуру.

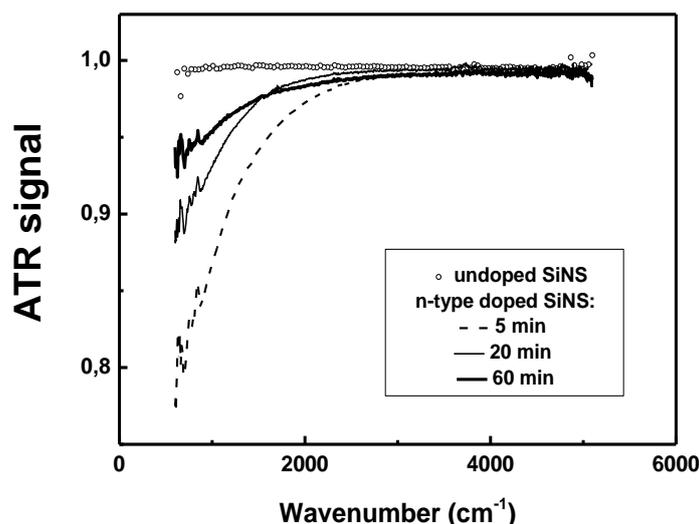


Рис. 1. Спектры НПВО для слоев нелегированного и легированного примесью n-типа макропористого кремния с различным временем травления.

На рис.1 приведены спектры НПВО для слоев нелегированного и легированного примесью n-типа макропористого кремния (ПК). Для нелегированного ПК во всем диапазоне спектра наблюдается полное внутреннее отражение света, что

свидетельствует о малом влиянии рассеяния света в ПК на спектры НПВО и позволяет использовать модель эффективной среды для описания оптических свойств ПК в данном диапазоне спектра. Уменьшение сигнала НПВО для легированного ПК в низкочастотной области спектра может быть объяснено влиянием свободных электронов на оптические характеристики ПК. Аппроксимация данных спектров с помощью теоретической модели, основанной на приближении эффективной среды Бруггемана и модели Друде для свободных носителей заряда с учетом дополнительного рассеяния носителей заряда на границах нанокристаллов [2] позволила оценить концентрации свободных электронов в слоях легированного ПК, которые составили порядка 10^{19} см^{-3} .

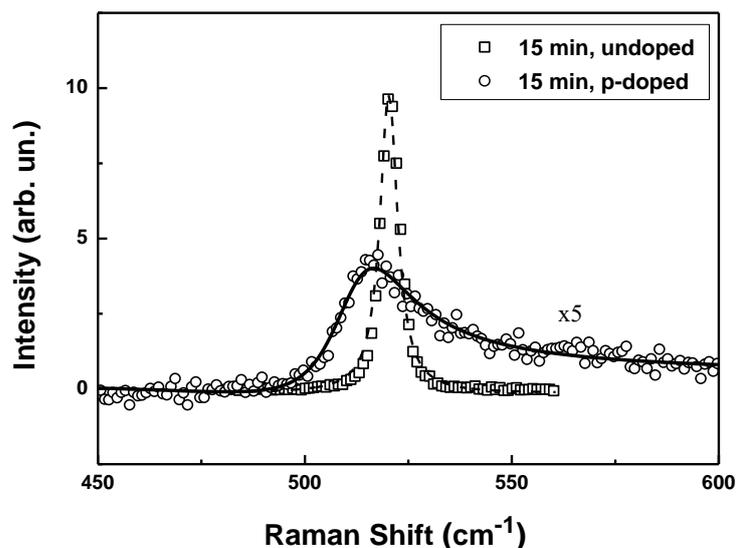


Рис. 2. Спектры КРС для нелегированных и легированных примесью р-типа кремниевых нанонитей с временем травления 15 мин.

На рис.2 приведены спектры КРС для нелегированных и легированных примесью р-типа кремниевых нанонитей (КНН). Форма спектра для нелегированных КНН соответствует форме спектра для исходных подложек с-Si. Спектр КРС для легированных КНН имеет форму, характерную для Фано-резонанса, который возникает благодаря наличию электрон-фононного взаимодействия и приводит к уширению и появлению асимметрии пика КРС [3]. Концентрации носителей заряда в КНН были определены, исходя из зависимости ширины пика КРС от концентрации дырок для с-Si, и составили порядка 10^{20} см^{-3} .

Таким образом, в работе исследовано влияние свободных носителей заряда на спектры НПВО и КРС для КНС, изготовленных на слабо легированных подложках с-Si и дополнительно легированных примесями n- и р-типа. Определенные с помощью указанных методов концентрации свободных носителей заряда в КНС после легирования составили 10^{19} - 10^{20} см^{-3} , что на несколько порядков выше, чем в исходных подложках с-Si.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Han et al. // Nano Today 2014. V. 9. P. 271-304.
2. L. A. Osminkina et al. // Semiconductors 2004. V.38. P. 581.
3. F. Cerdeira et al. // Phys. Rev. B 1973. V. 8. P. 4734-4745.

Просветляющие покрытия на основе метаматериалов в ИК-диапазоне

А.В. Рыбина, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
rybina.av15@physics.msu.ru

В настоящее время просветляющие покрытия используются практически для всех окон и линз оптических приборов, работающих в инфракрасной области спектра. Это актуально для веществ с большим показателем преломления, к которым относится германий Ge (его диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 16$). Для них можно получить хорошее просветление в достаточно широком диапазоне. Традиционно для этого используются покрытия, состоящие из одного и более слоев тонких пленок [1]. В данной работе показано, как этого можно добиться с помощью изотропной метаповерхности.

Рассмотрим периодический диэлектрический монослой из сферических частиц, помещенных на границе раздела «воздух-германий». Для простоты ограничимся только одним углом падения (90°) и будем считать, что поглощение материала, из которого изготовлена метапленка, пренебрежимо мало. Целью данной работы является оптимизация материальных и геометрических параметров такой структуры, то есть нахождение диэлектрической проницаемости ε , периода p и радиуса r , обеспечивающих минимальное отражение в диапазоне чувствительности приборов ночного видения (от 8 до 12 мкм).

Решение задачи оптимизации сводится к многократному решению прямой задачи расчета электродинамических характеристик рассматриваемой структуры с направленно изменяемыми оптимизационными параметрами [2]. Для вычисления коэффициентов прохождения T и отражения R используется аналитическая модель [3], [4] которая является обобщением предложенной в работах [5], [6]. Она заключается в замене метапленки, состоящей из сферических частиц, границей раздела по которой текут токи.

Согласно [6], методика расчета коэффициентов T и R метапленки основана на сшивании полей над и под ней с учетом эффективных граничных условий [7]. Данная модель [6] учитывает влияние планарной подложки на изотропную метаповерхность, расположенную сверху, и хорошо работает в случае малого поглощения монослоя [8]. В случае нормального падения (временная зависимость $e^{-i\omega t}$)

$$\begin{aligned} T(\lambda, p, r, \varepsilon) &= \frac{(1+e)(1+m) + (1-e)(1+m)}{(1-e)(1-\sqrt{\varepsilon m}) + (\varepsilon - e)(1-m)}, \\ R(\lambda, p, r, \varepsilon) &= \frac{(1+e)(1-\sqrt{\varepsilon m}) - (\sqrt{\varepsilon} - e)(1+m)}{(1-e)(1-\sqrt{\varepsilon m}) + (\varepsilon - e)(1-m)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $e = ik\chi_{es}/2$, $m = -ik\chi_{ms}/2$; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, χ_{es} и χ_{ms} – электрическая и магнитная поверхностные плотности восприимчивости метапленки.

Для минимизации отражения от структуры применяется метод внутренней точки [9], особенностью которого является поиск оптимальных параметров в относительной внутренней области допустимого множества. Метод внутренней точки является методом оптимизации полиномиальной сложности, поэтому позволяет решать нелинейные задачи с высокой эффективностью.

На рис. 1 представлен график зависимости прохождения $|T|^2$ от длины волны λ при отсутствии (штриховая линия) и наличии (сплошная линия) оптимизированной метаповерхности. Видно, что за счет нее пропускательная способность возрастает в 3.5-5.5 раз. Максимальное прохождение достигается на 10.9 мкм и составляет 99.89%, причем хорошего просветления удастся добиться для всего диапазона длин волн, рассматриваемого в работе. Для сравнения маркерами отмечены значения $|T|^2$ для германия, покрытого тонкой пленкой $\lambda/4$ из селенида цинка ZnS [1]. При $\lambda = 9.8$ мкм, для которой создано тонкопленочное покрытие, пропускание возрастает лишь до 96%.

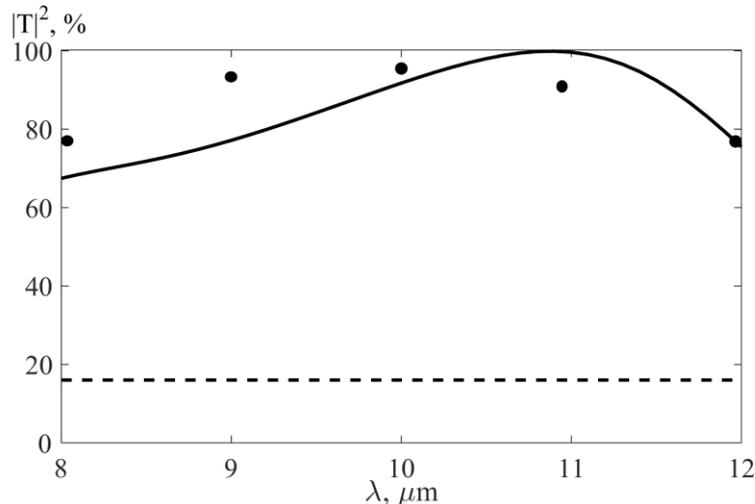


Рис. 1. Зависимость $|T|^2$ от λ для границы раздела «воздух-германий» (пунктирная линия). Просветление с помощью метапленки из сферических частиц (сплошная линия) и тонкой пленки (маркеры).

Просветляющие изотропные метаповерхности, оптимизированные под одну длину волны, позволяют достичь большего прохождения, чем однослойные тонкие пленки. Однако, в отличие от тонких пленок, метаповерхности обладают большим числом степеней свободы (оптимизационных параметров), что делает возможным повысить пропускательную способность линз из германия.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Hass, R.E. Thun, "Physics of thin films. Advances in research and development". N.Y. and London: Academic Press, V. 2, 1964.
2. В.И. Дмитриев, А.С. Ильинский, А.Г. Свешников // Успехи математических наук. 1976. Т. 31. С. 123.
3. M. Albooyeh, C.R. Simovski // J. Opt. 2011. V. 13. P. 105102.
4. M. Albooyeh, D. Morits, C.R. Simovski // Metamaterials. 2011. V. 5. P. 178.
5. E.F. Kuester et al. // IEEE Trans. Antennas. Propag. 2003. V. 51. P. 2641.
6. C.L. Holloway et al. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 2005. V. 47. P. 853.
7. M. Idemen // J. Phys. Soc. Japan. 1990. V. 59. P. 71.
8. Zh.O. Dombrovskaya, A.V. Zhuravlev // Applied Physics A: Materials Science and Processing. 2017. V. 123. P. 27.
9. S. Boyd, L. Vandenberghe, "Convex Optimization". Cambridge: Cambridge University Press, 2004.

Широкополосная трехмерная линза Люнеберга на основе метаматериала из расходящихся диэлектрических стержней

А.Д. Саянский¹, С.Б. Глыбовский¹, В.П. Акимов², И.К. Мешковский¹, П.А. Белов¹

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО)

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
a.sayanskiy@metalab.ifmo.ru

Линзы играют важнейшую роль, как в системах обработки оптической информации, так и в радиочастотных устройствах, выступая в качестве элементов апертурных антенн. Примерами использования линз различного типа являются астрономические инструменты для наблюдения космических процессов в радио, терагерцовом и оптическом диапазонах, а также приборы для проведения широкого класса экспериментов, такие как спектрометры, когерентные детекторы и источники излучения. Среди линз различных типов особое место принадлежит линзам трансформационной оптики, использующих заполнение материалом с пространственно-неоднородным показателем преломления. Так сферические линзы Люнеберга обладают уникальным свойством фокусировки падающих параллельных лучей в точку на поверхности сферы при произвольном направлении падения [1]. Линзы Люнеберга обладают сферической симметрией по отношению к направлению падения лучей. В СВЧ диапазоне это позволяет реализовать многолучевые антенны без фазовых искажений [2], что делает их незаменимыми в задачах радиолокации и радиосвязи, т.к. реализация подобных свойств невозможна в линзовых антеннах любых других типов. Классические линзы Люнеберга [1] могут быть реализованы как неоднородные диэлектрические сферы с градиентным изменением диэлектрической проницаемости вдоль радиуса. В случае, когда фокальная точка расположена на поверхности сферы диэлектрическая проницаемость, как функция от расстояния до центра сферы ρ , определяется следующим выражением

$$\varepsilon_r = 2 - \frac{\rho^2}{R^2}, \quad (1)$$

где R - радиус сферы.

Если фокальная точка расположена вне поверхности линзы, выражение для диэлектрической проницаемости, как функции от расстояния, усложняется и требует численного расчета интеграла [3]. На практике обычно применяют линзы Люнеберга, составленные из множества однородных диэлектрических слоев, обеспечивающих ступенчатую аппроксимацию теоретического профиля показателя преломления. Многослойные линзы достигают высоких значений КИП [3], но их производство затруднительно, вследствие высоких требований к точности воспроизведения формы, а также к точности значений диэлектрической проницаемости.

В этой работе мы проводим исследование линз Люнеберга на основе метаматериала, состоящего из радиально расходящихся диэлектрических стержней (см. рис.1). Требуемое изменение диэлектрической проницаемости [2,3] в линзе достигается путем размещения идентичных тонких стержней с переменным радиусом в различных радиальных направлениях с субволновой периодичностью. Данное технологическое решение позволяет существенно снизить вес линзы и упростить изготовление. Характеристики рассматриваемых линз были получены посредством проведения полноволнового численного моделирования и измерений в безэховой камере параметров действующего образца линзы, работающего в X – диапазоне. На рисунке 1

приведено изображение изготовленной линзы совместно с рупорным облучателем с размерами апертуры 59×62 мм и длиной 70 мм, работающим в X диапазоне.

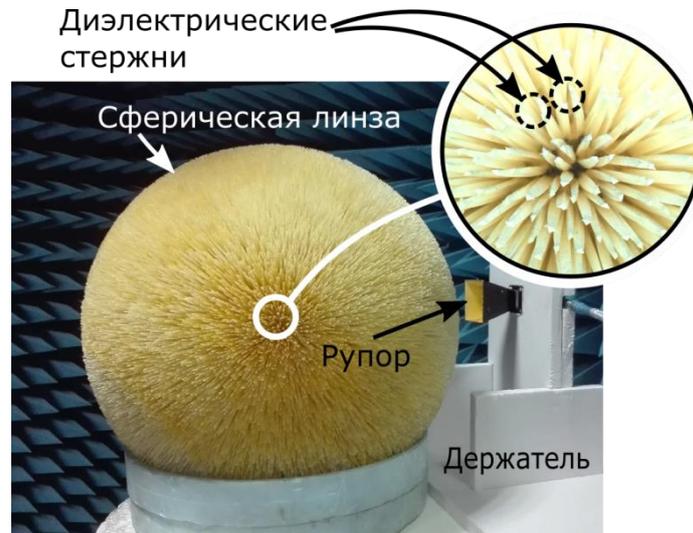


Рис. 1. Изготовленная сферическая линза и экспериментальная установка, для измерения диаграммы направленности, включающая линзу, пирамидальный рупор и вспененный держатель.

Изготовленная линза, радиусом $R = 230$ мм и фокусным расстоянием $F = 290$ мм, состоит из примерно 10000 идентичных стержней из полистирола с длиной 172 мм. Все стержни были изготовлены методом литья под давлением и были механически установлены в отверстия глубиной 2 мм на поверхности внутреннего сферического ядра (выполненного из полистирола), радиусом $R_c = 60$ мм. Смежные стержни (см. вставку на рис. 1) имеют среднее угловое расстояние $\Delta\phi = 2^\circ$ (среднее расстояние между краями стержней составляет $R\Delta\phi = 8.1$ мм). Для того, чтобы уменьшить периодичность при $\rho = R$, была модифицирована форма стержней (каждый стержень разделяется на четыре идентичных ветви на расстоянии 100 мм от ядра).

Результаты проведенного исследования показывают, что эффективность рассматриваемых линз ограничена вследствие возникающих эффектов анизотропии. Изготовленная антенна на основе сферической линзы из радиально расходящихся стержней имеет четко выраженный главный лепесток в H-плоскости, в то время как в E-плоскости имеет диаграмму направленности с высоким уровнем боковых лепестков. Было показано, что эффективная диэлектрическая проницаемость линзы из расходящихся стержней зависит от локального направления поляризации. Однако, в нашей методике, форма стержней была оптимизирована только для одной поляризации (ортогональной по отношению к стержням). Как преимущество, изготовленная сферическая линза работает в широком диапазоне частот от 8 до 12 ГГц и состоит только из двух частей: сферическое ядро и диэлектрические стержни. В дальнейшей работе планируется модифицировать форму стержней для улучшения направленных характеристик линзы.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. K. Luneburg "Mathematical Theory of Optics". University of California Press, 1964.
2. H. Mosallaei, Y. Rahmat -Samii // IEEE Trans. Antennas Propagation, vol.49, no.1, pp.60,69, Jan 2001
3. S. P. Morgan // J. Appl. Phys., vol. 29, no. 9, 1958.

Акустоплазмонный модулятор на поверхностных акустических волнах

И.М. Сопко, Г.А. Князев

Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова
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. 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.

Рассмотрим возбуждение плазмона методом Отто на границе раздела воздух-металл с помощью призмы из германия ($n = 3,27$; $k \ll n$). 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 не оказывает существенного влияния на дисперсионное соотношение поверхностного плазмон-поляритона. 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 затухания $1/(2\epsilon'')$, см
Ag	$9,59 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$1,059846 \cdot 10^{-3}$	1,1247
Au	$9,69 \cdot 10^{-3}$	$3,08 \cdot 10^{-6}$	$1,059847 \cdot 10^{-3}$	1,2405
Co	$4,66 \cdot 10^{-3}$	$6,89 \cdot 10^{-6}$	$1,059394 \cdot 10^{-3}$	0,1792
Al	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,059949 \cdot 10^{-3}$	2,8117
Os	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$1,059794 \cdot 10^{-3}$	2,6526
Pd	$7,65 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \cdot 10^{-6}$	$1,059744 \cdot 10^{-3}$	2,1740

Для нахождения влияния призмы в геометрии Отто, нужно сшить поля H_y и E_x при полном внутреннем отражении на границе призма-воздух и при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела металл-диэлектрик. Результаты расчетов показывают, что при возбуждении плазмона призмным методом величина его волнового числа не изменится, а, следовательно, не изменится и угол плазмонного резонанса. Для коэффициента отражения системы призма-воздух-металл при ТМ получена аналитическая формула(1):

$$\frac{R}{E} = \frac{\frac{k_z}{\varepsilon_p} \left(\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} + \left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right) - i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left(\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} - \left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right)}{\frac{k_z}{\varepsilon_p} \left(\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} + \left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right) + i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left(\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} - \left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right)} \quad (1)$$

где k_z – величина проекции волнового вектора падающей волны на ось OZ, γ_d – величина локализации плазмона в воздухе, $\varepsilon_d = 1$ – диэлектрическая проницаемость воздуха, γ_m – локализация плазмона в металле, ε_m – диэлектрическая проницаемость металла, ε_p – диэлектрическая проницаемость призмы, а d – величина зазора между призмой и металлом.

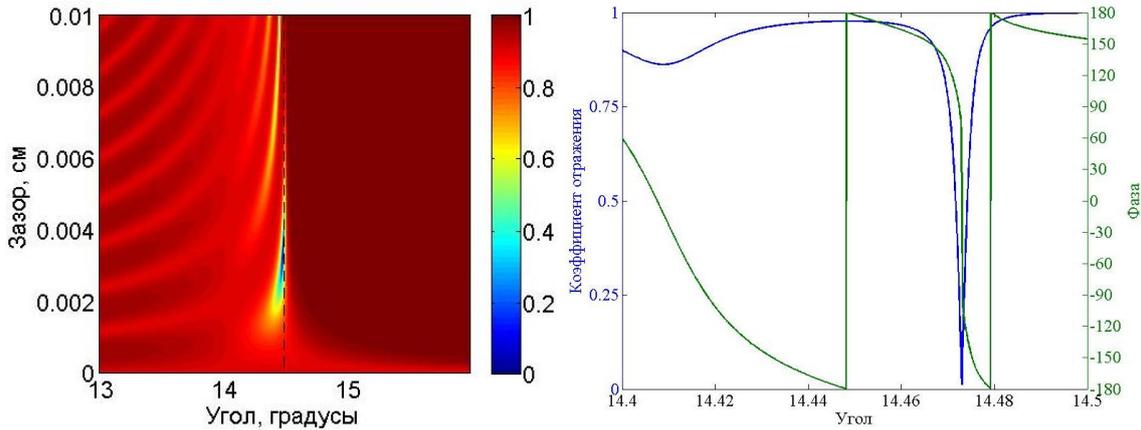


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от угла и величины зазора при ТМ поляризации (слева) и зависимости амплитуды отражения и фазы от угла при зазоре 8 мкм

На Рис 1 представлены зависимости коэффициента отражения от угла и величины зазора(слева) и зависимости коэффициента отражения и фазы от угла при зазоре 8 мкм для системы призма-воздух-кобальт при ТМ поляризации. Кобальт в качестве металла выбран из соображений наглядности: плазмонный резонанс имеет наибольшую глубину и графики наиболее контрастные. При выборе металла у которого модуль действительной части диэлектрической проницаемости существенно больше мнимой (например, никель) можно получить более широкий плазмонный резонанс, но значительно менее глубокий.

Аналогично для случая ТЕ поляризации, когда отсутствует поверхностный плазмон-поляритон, получаем формулу(2) для коэффициента отражения системы призма-воздух-металл:

$$\frac{R}{E} = - \frac{\left((\gamma_d + \gamma_m) e^{d\gamma_d} + (\gamma_d - \gamma_m) e^{-d\gamma_d} \right) - i \frac{\gamma_d}{k_z} \left((\gamma_d + \gamma_m) e^{d\gamma_d} - (\gamma_d - \gamma_m) e^{-d\gamma_d} \right)}{\left((\gamma_d + \gamma_m) e^{d\gamma_d} + (\gamma_d - \gamma_m) e^{-d\gamma_d} \right) + i \frac{\gamma_d}{k_z} \left((\gamma_d + \gamma_m) e^{d\gamma_d} - (\gamma_d - \gamma_m) e^{-d\gamma_d} \right)} \quad (2)$$

где k_z – величина проекции волнового вектора падающей волны на ось OZ , γ_d – величина локализации плазмона в воздухе, $\epsilon_d = 1$ – диэлектрическая проницаемость воздуха, γ_m – локализация плазмона в металле, ϵ_m – диэлектрическая проницаемость металла, ϵ_p – диэлектрическая проницаемость призмы, а d – величина зазора между призмой и металлом.

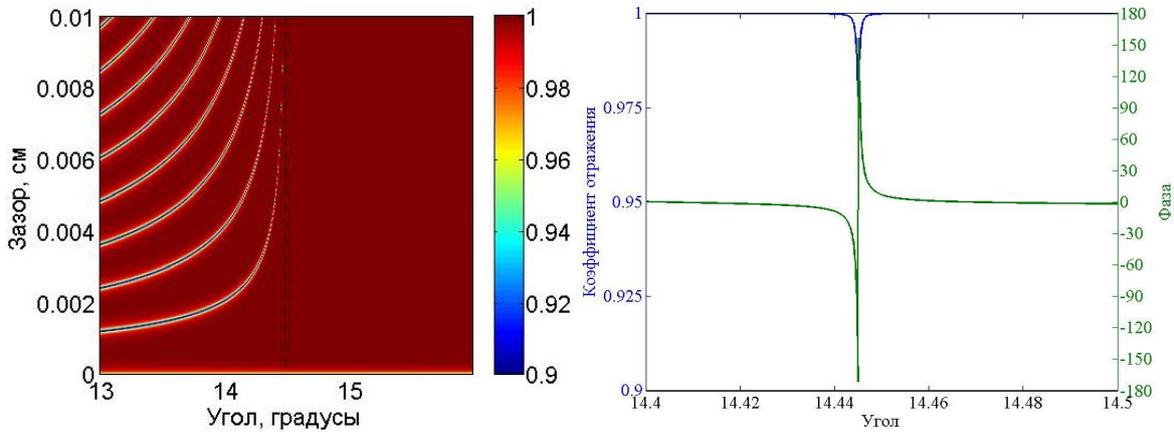


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от угла и величины зазора при ТЕ поляризации (слева) и зависимость амплитуды отражения и фазы от угла при зазоре 8 мкм

На Рис 2 представлены зависимости коэффициента отражения от угла и величины зазора(слева) и зависимости коэффициента отражения и фазы от угла при зазоре 8 мкм для системы призма-воздух-кобальт при ТЕ поляризации. В отличие от случая ТМ поляризации, наблюдаемые волноводные моды имеет гораздо меньший контраст (масштаб амплитуды коэффициента отражения на Рис 2 от 0,9 до 1, когда как на Рис 1 масштаб от 0 до 1), а резонансы гораздо уже.

Чувствительность плазмонного резонанса как к величине зазора, так и к диэлектрическим проницаемостям материалов может, при определенной конфигурации параметров, существенно повысить эффективность акустооптического взаимодействия вблизи угла полного внутреннего отражения. Глубина модуляции показателя преломления призмы выражается формулой:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 p_s \gamma = n^3 p_s \sqrt{\frac{P_a}{2\rho v^3 l b}} \quad (3)$$

где n - показатель преломления, p_s - эффективная фотоупругая постоянная, γ - коэффициент деформации, P_a - мощность звука, ρ - плотность, v - скорость звука, l - глубина проникновения акустической волны, а b - высота звукового столба.

При мощности звука около 1 Вт глубина модуляции показателя преломления имеет величину порядка 10^{-3} — 10^{-4} . Параметр Кляйна-Кука, характеризующий режим дифракции в нашем случае $Q \approx 0,6$, что соответствует промежуточному режиму дифракции.

Помимо изменения показателя преломления призмы, поверхностная акустическая волна также формируют гофр на поверхности призмы. Связь между амплитудой гофра и глубиной модуляции показателя преломления задается уравнением Гука, связывающем коэффициент деформации и амплитуду, и с помощью формулы(3), связывающей изменения показателя преломления и коэффициент деформации. Для расчетов глубина модуляции показателя преломления полагалась равной $5 \cdot 10^{-4}$, а глубина модуляции зазора (амплитуда гофра поверхностной акустической волны) $2,42 \cdot 10^{-7}$ см.

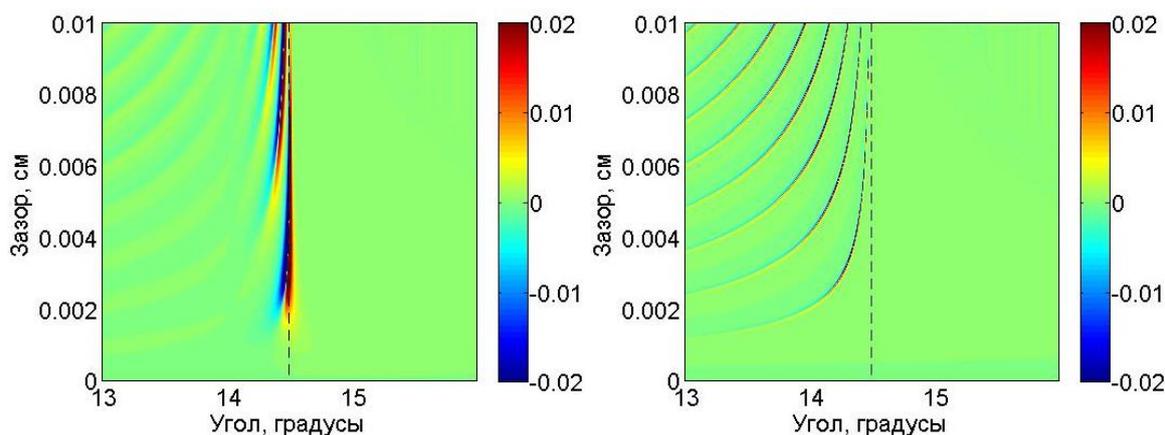


Рис. 3. Зависимость модуляции коэффициента отражения от угла и величины зазора при ТМ поляризации (слева) и при ТЕ поляризации (справа)

На Рис 3 показаны зависимости модуляции коэффициентов отражения для случаев ТМ (слева) и ТЕ (справа) поляризаций. Угол полного внутреннего отражения (который отличается от угла плазмонного резонанса меньше чем на сотую градуса) обозначен на графиках черной пунктирной линией. Видно, что в случае ТМ поляризации вклад плазмонного резонанса значительно превышает вклад волноводных мод. Для различных металлов изменяется распределение глубины резонансы, однако их положение не меняется. В случае ТЕ поляризации имеют место только волноводные моды, которые зависят от диэлектрической проницаемости металла намного слабее, чем в плазмонный резонанс в случае ТМ поляризации. Их более глубокий контраст вдали от угла полного внутреннего отражения может представлять интерес из-за их широкополосности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-52-00137.

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.
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
3. N. Gupta et al. // J. Opt. 2012. No 14. P. 035502.
4. J.-M Friedt et al. // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. P. 1677.
6. D. Gerard et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 235427.
7. X. Sun, S. Shiokawa, and Y. Matsui // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 362.
9. S.K. Kor, U.S. Tandon, and G. Rai // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 2195.
11. С.А. Майер “Плазмоника: теория и приложения” М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011.

Диэлектрические метаматериалы на основе воды

И.В. Стенищев¹, А.А. Башарин¹

¹НИТУ «МИСиС», кафедра Теоретической физики и квантовых технологий
iv.steni@yandex.ru

Мы представляем теоретическое и экспериментальное исследование диэлектрических метаматериалов с тороидным откликом на основе воды. Рассматривается применение таких метаматериалов для прототипирования оптических устройств, вследствие получения сильной локализации электромагнитных полей.

Исключенный из стандартного мультипольного разложения тороидный момент впервые предсказал Зельдовичем [1] в 1958 году для объяснения различных взаимодействий в атомном ядре.

Мы предлагаем метаматериал на основе кластеров (метамолекул), включающих в себя 4 цилиндрических трубки, заполненные водой. В СВЧ диапазоне вода имеет высокое значение диэлектрической проницаемости и низкое значение тангенса диэлектрических потерь [2]. Кроме того, мы получаем возможность изменения свойств воды по средствам нагрева или охлаждения системы. Использование такого ингредиента позволяет исследовать структуру электромагнитных полей в каждой точке метаматериала.

Структуру (рис. 1), кластер основанный на 4 субволновых диэлектрических цилиндрах, заполненных водой. При облучении структуры падающей плоской волной в каждом диэлектрическом цилиндре, за счет близкого расположения, возбуждаются Ми-резонансные магнитные моды. Эти моды возбуждают токи смещения \mathbf{j} , циркулирующие в каждом цилиндре. Вращение токов создает магнитные моменты \mathbf{m} , которые, благодаря топологии кластера, замыкаются и образуют петлю магнитного поля. Такое распределение электромагнитных полей характеризует тороидную моду, момент которой \mathbf{T} сонаправлен с осями цилиндров. Интересно, что такая структура имеет высокую добротность благодаря замкнутости полей, а также высокой концентрации электромагнитного поля в малой области.

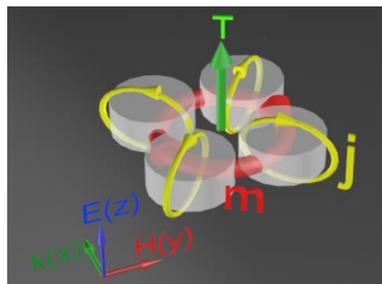


Рис.1. Модель метамолекулы, состоящей из четырех диэлектрических цилиндрических частиц.

Для моделирования мы создали один кластер, из 4 цилиндрических частиц длиной 200 нм и радиусом 11 нм. Мы использовали измеренные значения мнимой и реальной части диэлектрической проницаемости дистиллированной воды.

При облучении структуры плоской волной мы получаем распределение электромагнитных полей в объеме кластера, на разных частотах. Наличие тороидной моды в исследуемом диапазоне частот предсказывает уникальное распределение электромагнитных полей. Электрическое поле, образованное токами смещения, имеет сильное значение напряженности в центре кластера (Рис. 2а). Магнитное поле образует

замкнутый вихрь, проходящий через каждый цилиндр, и имеет максимумы внутри частиц (Рис. 2б). Эта мода соответствует частоте 1.07 ГГц.

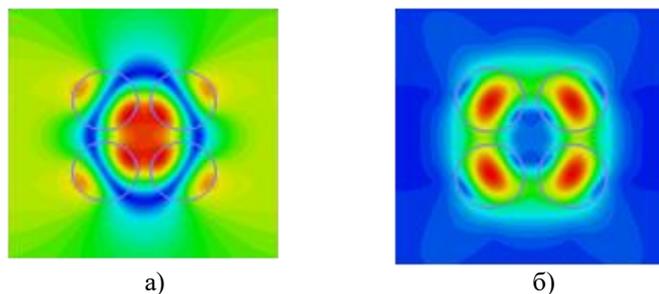


Рис.2. Распределение электромагнитных полей в структуре на частоте 1.07 ГГц; а) электрическое поле; б) магнитное поле

Экспорт электрического поля в каждом кластере и последующее численное решение уравнений Максвелла позволяет нам получить зависимость энергий мультипольных составляющих от частоты. В наше разложение включены 5 основных составляющих электрического поля: это электрический, магнитный, тороидный дипольные, а также электрический и магнитный квадруполь.

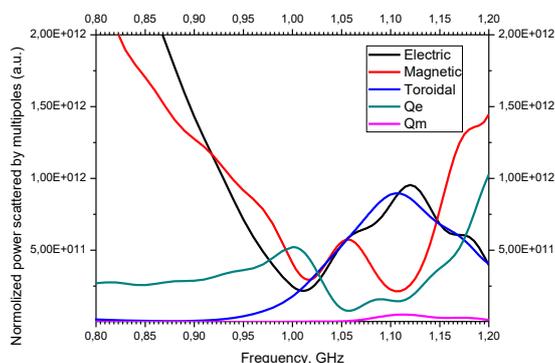


Рис.3. График зависимости энергий мультиполей от частоты.

Расчет (рис. 3) показал, что существует диапазон частот (1.05 ГГц до 1.1 ГГц), в котором вклад электрического дипольного момента \mathbf{P} подавлен, а тороидное возбуждение \mathbf{T} имеет преобладающее значение.

В работе мы подтвердили возбуждение тороидного дипольного отклика в 4-х цилиндрической структуре, где в качестве конструкционного материала выступает дистиллированная вода. Мы демонстрируем сильную локализацию электромагнитных полей в субволновой области. Такой метаматериал послужит ингредиентом для нано усилителей, а также для других целей, где важным параметром является высокая локализация электромагнитных полей. Мы так же обсудим возможности применения структуры в оптическом диапазоне частот, где основным ингредиентом послужит кремний

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. B. Zel'dovich, "Electromagnetic interaction with parity violation," Sov. Phys. JETP, vol. 6, p. 1184, 1958.
2. Mikhail V. Rybin, "Phase diagram for the transition from photonic crystals to dielectric metamaterials" nature communications, p. 4, 2 Dec 2015
3. Alexey A. Basharin et al, Dielectric metamaterials with toroidal response, PRX 5, 011036.

Электромагнитное моделирование и дизайн плазмонных наноантенн для генерации спиновых волн в магнитных диэлектрических пленках

Д.А. Сылгачева^{1,2}, М.А. Кожаев^{2,3}, Н.А. Гусев^{2,3}, А.Н. Калиш^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,2}

¹ Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Российский квантовый центр, деревня Сколково, Одинцовский район, Московская область, Россия

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

sylgacheva.darja@physics.msu.ru

Поверхностные плазмоны обеспечивают субдифракционную локализацию света и усиление электромагнитных полей. Благодаря этой особенности плазмоники обладает огромным потенциалом для развития и усовершенствования таких технологий, как солнечные элементы, генерация света, микроскопия и биосенсоры. Одной из разработок в этой области является магнитоплазмоники, которая предлагает уникальные возможности для управления светом посредством магнитных полей. Важными направлениями в магнитоплазмонике являются усиление магнитооптических эффектов в плазмонных наноструктурах, исследование влияния магнитных полей на поверхностный плазмонный резонанс и его наблюдение в ферромагнетиках. Взаимодействие между плазмонами на границе раздела металл/магнитный диэлектрик и спинами электронов в ферромагнетике является многообещающей областью магнитоплазмоники, однако, интеграцию плазмоники и спинтроники еще предстоит осуществить.

Одним из вариантов синергии плазмоники и спинтроники является применение плазмонных структур для генерации спиновых токов. При этом спиновая накачка может производиться как когерентным (например, ферромагнитные и спин-волновые резонансы в ферромагнетиках), так и некогерентным образом (например, за счет неравновесного состояния спинов на границе раздела ферромагнетик/парамагнетик, возбуждаемого некогерентными внешними возмущениями, например, температурой) [1,2]. Так, в работе [3] сообщается о наблюдении плазмонной спиновой накачки и демонстрируется, что некогерентная спиновая накачка управляется возбуждаемыми поверхностными плазмон-поляритонами.

Другой подход представляет собой объединение плазмоники и магноники – новой области спинтроники, занимающейся изучением спиновых волн. Спиновые волны – распространяющееся возмущение порядка магнитных материалов – возбуждают, как правило, с помощью СВЧ излучения, генерируемого с помощью антенны в непосредственной близости от образца. Длина спиновой волны может быть нанометрового масштаба – так, например, в работе [4] уже достигнуто возбуждение спиновых волн с длиной волны 88 нм. Вкупе с возможностью создания точечных источников [5] спиновых волн и их адресации с помощью градиентных полей [6], это открывает возможности для широкого спектра применений, от наноразмерных микроволновых компонентов до нелинейной обработки данных, реконструкции изображений и логики на основе спиновых волн. Однако, применение СВЧ техники требует наличия источников импульсного градиентного поля и микроволновых резонаторов с высокой добротностью, реализация которых на нанометровых масштабах затруднительна.

Альтернативой является возбуждение намагниченности фемтосекундными лазерными импульсами [7]. Оптическая генерация спиновых волн может осуществляться за счет эффекта размагничивания, фотонаведенной анизотропии, обратного эффекта Фарадея и др. В нашей работе рассматривается обратный эффект Фарадея, поскольку он не требует нагрева материала и позволяет менять знак

эффективного магнитного поля простым переключением между правой и левой циркулярными поляризациями лазера [8]. Микроскопический механизм обратного эффекта Фарадея связан с вынужденным комбинационным рассеянием на магнонах. Обратный эффект Фарадея описывается эффективным магнитным полем, действующим на намагниченность магнетика, во время прохождения через образец оптического импульса.

Как правило, при оптической накачке размер области генерации спиновых волн ограничен снизу дифракционным пределом (порядка микрона для видимого диапазона). Чтобы решить эту проблему в данной работе предлагается использование плазмонных наноплазмонных антенн. Рассматриваемые нами плазмонные наноструктуры представляют собой решетки щелей или отверстий в золоте (что осуществляется путем перфорации верхнего металлического слоя) или золотых наночастиц, нанесенных на магнитный диэлектрик (редкоземельный висмутовый феррит-гранат). Лазерный импульс возбуждает в металлических структурах поверхностный плазмон-поляритон, приводящий к локализации электромагнитной волны на масштабах порядка десяти нанометров. Причем, в малых (диаметр частицы порядка 100 нм) по сравнению с длиной волны света (порядка 500 - 800 нм) металлических частицах (наночастицах) возбуждается локализованный поверхностный плазмон с латеральной локализацией порядка размера наночастицы. С помощью компьютерного моделирования нами найдены параметры плазмонных структур, оптимальные для эффективного возбуждения магнитоэлектрических спиновых волн с заданными параметрами. Было продемонстрировано усиление обратного эффекта Фарадея в 5-6 раз для магнитных пленок, покрытых золотыми нанодисками, по сравнению с уединенной пленкой.

Локальное возбуждение спиновых волн за счет облучения плазмонных наноплазмонных антенн фемтосекундными лазерными импульсами является очень перспективным направлением для разработки устройств, осуществляющих хранение и считывание информации и адресации кубитов в квантовых технологиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Грант Президента РФ МД-1615.2017.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Kajiwara et al. // Nature 2010. V. 464. No 7286. P. 262.
2. J. Xiao et. al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. No 21. P. 214418.
3. K. Uchida et al. // Nature Com. 2015. V. 6. No 5910.
4. H. Yu et al. // Nature Com. 2016. V. 7. No 11255.
5. H. Yu et al. // Nature Com. 2013. V. 4. No 2702.
6. V.E. Demidov et al. // Ap. Phys. Let. 2009. V. 95. No 11. P. 112509.
7. C.D. Stanciu et al. // Phys. Rev. Let. 2007. V. 99. No 4. P. 047601.
8. X. Zhang et al. // Nature Com. 2014. V. 6. No 8914.

Поляризованные связанные состояния в континууме распространяющихся волн одномерного анизотропного фотонного кристалла

И.В. Тимофеев^{1,2}, А.Ф. Садреев¹

¹ Институт физики им. Л.В. Куриенко СО РАН, Академгородок, 660036, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Куриенко, 26, 660074, Красноярск, Россия

tiv@iph.krasn.ru

Когда локализованное связанное состояние с дискретным уровнем энергии оказывается в континууме распространяющихся нелокализованных мод, оно становится резонансом. Однако по разным причинам может оказаться, что связь этого состояния с континуумом отсутствует, что приводит к возникновению связанного состояния в континууме (ССК). Правила отбора по симметрии – одна из самых очевидных причин того, что связанные состояния теряют связь с континуумом. Впервые ССК, защищенные симметрией, были предложены Робником в простой квантовой системе, когда нечетное собственное состояние вложено в четные распространяющиеся состояния первого канала волокна путем приложения отрицательного прямоугольного потенциала [1]. Шульц и др. [2] рассмотрели, как антисимметричное ССК в квантовой кросс-структуре разрушается под действием магнитного поля. Наиболее простое ССК, защищенное симметрией, предложено в двумерном фотоннокристаллическом направленном волноводе с двумя внеканальными микрорезонаторами [3], которые были экспериментально обнаружены Плотником и др. [4]. Однако в общем случае электромагнитных волн защищенное симметрией ССК выглядит не столь тривиальным из-за двух поляризаций электромагнитного поля с шестью компонентами [7-11]. Как не удивительно, именно это усложнение позволяет реализовать ССК в одномерном ФК.

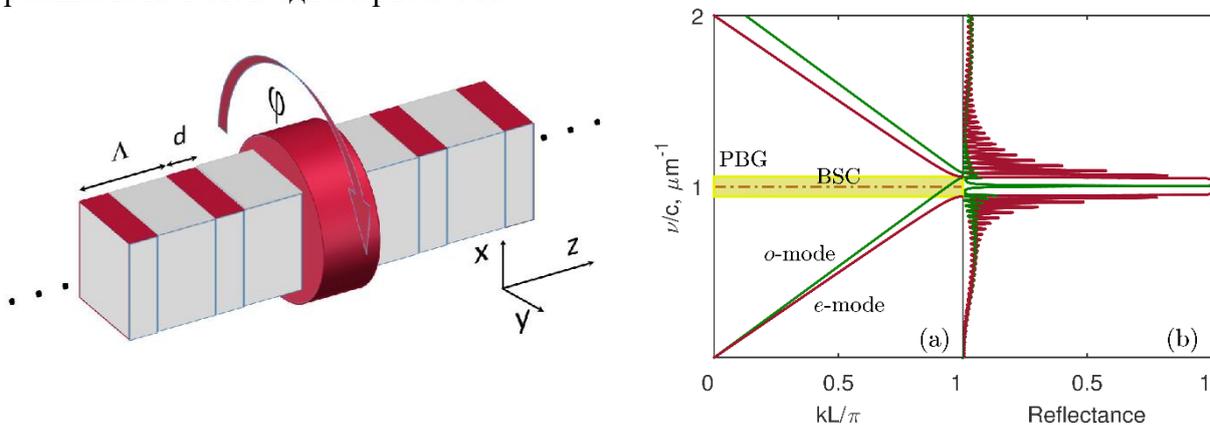


Рис. 1. Слева: Анизотропная одномерная слоистая структура из чередующихся слоев изотропного и анизотропного материалов. Диэлектрические проницаемости слоев ϵ_o и ϵ_e . Справа: Дисперсионная диаграмма для необыкновенной волны (красная линия) и обыкновенной волны (зеленая линия). Частота дефектной моды отмечена красным штрих-пунктиром. Фотонная запрещенная зона показана желтой полосой. С каждой стороны дефекта расположены многослойные зеркала с центром зоны на длине волны 1 мкм. Они содержат по 30 периодов низкопреломляющего плавящего кварца $L = \text{SiO}_2$ и высокопреломляющего анизотропного полимера Н: $\sqrt{\epsilon_L} = 1.45$, $d_L = 164.5 \text{ nm}$, $\sqrt{\epsilon_H} = 1.74$, $d_H = 143.7 \text{ nm}$. Дефектный слой вдвое толще: $2d_H = 287.4 \text{ nm}$, $\sqrt{\epsilon_e} = 1.74$, $\sqrt{\epsilon_o} = 1.52$, угол поворота оптической оси $\phi = \pi/8$.

В данной работе рассмотрен одномерный фотонный кристалл (ФК), состоящий из чередующихся слоев изотропного диэлектрического материала с диэлектрической проницаемостью ϵ_o (материал L) толщиной d и анизотропного (двулучепреломляющего) материала с компонентами диэлектрической проницаемости

ϵ_o и ϵ_e (материал Н) толщины $\Lambda - d$, как показано на рис. 1, слева. Такой ФК имеет различные зонные структуры для разных поляризаций. Далее введем дефектный слой, изготовленный из анизотропного материала Н, как показано на рис. 1, который можно рассматривать как резонатор, связанный с распространяющимися модами одномерного ФК. Собственные моды резонатора дважды вырождены по поляризациям и связаны только с соответствующими распространяющимися модами. Путем настройки толщины резонатора одна из собственных мод, например, с х-поляризацией, может оказаться в фотонной запрещенной зоне х-мод, образуя защищенное симметрией ССК по отношению к у-континууму. Это справедливо до тех пор, пока кристаллографическая ось дефектного слоя совпадает с осью слоев Н. Цель настоящей работы – рассмотреть влияние этого защищенного симметрией ССК на распространение света, когда дефектный слой поворачивается на угол φ . Как только $\varphi \neq 0$, ССК становится резонансной модой с резонансной шириной, пропорциональной синусу угла поворота. На трансмиссии света эта резонансная особенность проявляется в виде коллапса резонанса Фано [12,13], что дает чрезвычайно чувствительный поляризатор. Наше рассмотрение коррелирует с индуцированными анизотропией фотонными ССК в двулучепреломляющих слоистых средах [14,15], но имеются и различия. Во-первых, ССК-моды в этих работах являются только распространяющимися в плоскости х, у с волновым вектором между световыми конусами для обыкновенной и необыкновенной мод. Мы же представляем ССК в форме стоячей волны между двумя слоистыми структурами ФК, однородными в плоскости х, у. Во-вторых, в нашем случае ССК приводит к коллапсу резонанса Фано для пропускания света нормально к слоям ФК вдоль оси z, в то время как ССК из работы [13] имеют аномальный отклик для плоских волн, падающих только под отличным от нуля углом относительно нормали к слоям анизотропной структуры.

Уравнения Максвелла для волны, распространяющейся вдоль оси z, можно записать в виде волнового уравнения для изотропных слоев L

$$\frac{\partial^2 E_\alpha}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_o E_\alpha = 0 \quad (1)$$

и для анизотропных слоев Н

$$\frac{\partial^2 E_\alpha}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\alpha\beta}(z) E_\beta = 0, \quad (2)$$

где

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \epsilon_e & 0 \\ 0 & \epsilon_o \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Следовательно, связь между необыкновенной и обыкновенной волнами E_x и E_y отсутствует. Положим $\epsilon_o(z) = const$, тогда обыкновенная волна однородна, $E_y = E_0 \exp(i\sqrt{\epsilon_o} k_0 z - i\omega t)$, где волновой вектор в вакууме $k_0 = \omega/c$. Для необыкновенной диэлектрической проницаемости зададим слоистую структуру в виде

$$\epsilon_e(z) = \begin{cases} \epsilon_n, & \text{при } \{|z|/\Lambda\} < d/\Lambda, \\ \epsilon_o, & \text{при } \{|z|/\Lambda\} \geq d/\Lambda, \end{cases} \quad (4)$$

где $|z|$ – расстояние от начала координат, $\{|z|/\Lambda\} = |z|/\Lambda - [|z|/\Lambda]$ – дробная часть числа $|z|/\Lambda$, Λ – период структуры, d – толщина слоя с диэлектрической проницаемостью ϵ_n . Заданная периодическая структура имеет дефектный слой при $-d < z < d$. Разрывы диэлектрической проницаемости на границах слоев приводят к кусочно-гладким решениям волнового уравнения (1) и (2). Сшивание тангенциальных компонент электромагнитного поля удобно проводить в

формализме матрицы переноса [16,17]. Для обыкновенной волны дисперсионное соотношение тривиально и описывается конусом $k_o = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_o}$. Для необыкновенной волны

$$\cos k_e \Lambda = \cos k_h d \cos k_o (\Lambda - d) - \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{\epsilon_h}{\epsilon_o}} + \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\epsilon_h}} \right) \sin k_h d \sin k_o (\Lambda - d),$$

где $k_h = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_h}$. Дисперсионная диаграмма представлена на рис. 1, справа.

Опишем локализованное состояние, которое соответствует дефекту. Для простоты ограничимся случаем слоев равной оптической толщины $d\sqrt{\epsilon_h} = (\Lambda - d)\sqrt{\epsilon_o} = \lambda_o/4$. Тогда локализованное поле имеет длину волны в вакууме λ_o (Глава 12 в [17]). В каждом слое поле представляет собой стоячую волну, амплитуда которой убывает от периода к периоду по закону:

$$\frac{E(|z| + \Lambda)}{E(|z|)} = q = \begin{cases} \sqrt{\epsilon_o/\epsilon_h}, & \text{at } \epsilon_o < \epsilon_h, \\ \sqrt{\epsilon_h/\epsilon_o}, & \text{at } \epsilon_o \geq \epsilon_h. \end{cases} \quad (5)$$

Далее для определенности будем рассматривать случай $\epsilon_o < \epsilon_h$, $q = \sqrt{\epsilon_o/\epsilon_h} < 1$. В дальнейшем понадобится вытекающее отсюда отношение запасенных в соседних периодах энергий q^2 . Можно показать, что отношение запасенных в соседних слоях энергий есть q .

По определению ССК с необыкновенной поляризацией не наблюдается для света, распространяющегося в зоне у-поляризованных обыкновенных волн, показанных на рис. 1 зеленым цветом. Незначительное повреждение ССК делает его видимым в пропускании. Прежде всего, это происходит из-за технологических несовершенств слоистой структуры. Однако более привлекательным способом является поворот оптических осей дефектного слоя либо половины ФК. Тогда обыкновенная волна, поляризованная вдоль оси y , начнет возбуждать x -поляризованное ССК. Тензор диэлектрической проницаемости имеет следующий вид

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_e \cos^2 \phi + \epsilon_o \sin^2 \phi & \sin 2\phi (\epsilon_e - \epsilon_o)/2 \\ \sin 2\phi (\epsilon_e - \epsilon_o)/2 & \epsilon_e \sin^2 \phi + \epsilon_o \cos^2 \phi \end{bmatrix},$$

где угол поворота оптической оси $\phi(z)$ измеряется от оси x к оси y . В результате состояние становится резонансом, приобретает конечное время релаксации τ и амплитуду отражения r [18]:

$$\tau = \frac{d}{c} \frac{8\epsilon_h \sqrt{\epsilon_h/\epsilon_o}}{(\sqrt{\epsilon_h} - \sqrt{\epsilon_o}) \sin^2(2\phi) \sin^2(dk_o(\sqrt{\epsilon_h} - \sqrt{\epsilon_o}))}; \quad r = \frac{2/\tau}{i(\omega - \omega_o) + 2/\tau}.$$

Рисунок 2 (слева) показывает схлопывание резонанса при ориентации оптической оси дефекта $\phi = 0$ вдоль оптической оси слоев фотонного кристалла. С ростом модуля угла ϕ резонанс уширяется. При этом частота резонанса увеличивается, поскольку оптическая толщина дефекта падает с поворотом. Для параметров, указанных в подписи к рис. 2, крайним значениям угла $\phi = \pi/16 \approx 11^\circ$ соответствует ширина на полувысоте $\Delta\nu \approx 6 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Для длины волны $\lambda_o = 1 \mu\text{m}$ это дает добротность $Q = \nu/\Delta\nu \approx 150$, которая неограниченно возрастает с уменьшением угла пропорционально ϕ^{-2} . Расчеты методом анизотропной матрицы переноса [19] согласуются с теорией.

Рисунок 2 (справа) показывает локальную интенсивность в резонансе, рассчитанную методом анизотропной матрицы переноса. Связь с континуумом обыкновенных волн приводит к асимметрии пика локализации на дефектном слое.

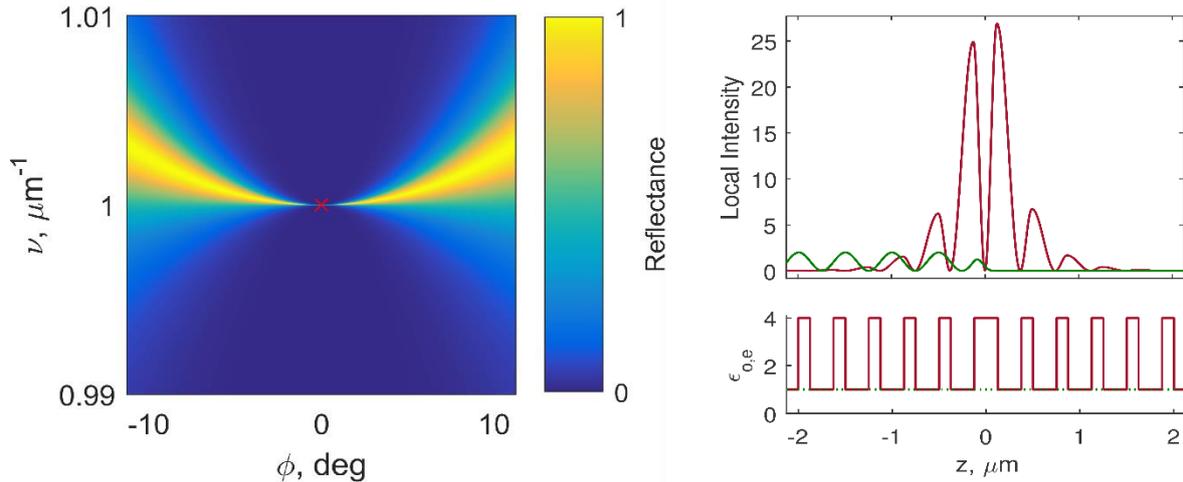


Рис. 2. Слева: Схлопывание резонанса. Спектр отражения в зависимости от угла ϕ наклона оптической оси дефектного слоя. Диэлектрические проницаемости слоев $\epsilon_h = 4; \epsilon_o = 1$. Толщины слоев $d = 0.125 \mu\text{m}$, $\Lambda = 0.375 \mu\text{m}$. Нормированная на скорость света c частота $\nu_0 = 1 \mu\text{m}^{-1}$ соответствует длине волны в вакууме $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$. Справа: Пространственное распределение локальной интенсивности необыкновенной волны $|E_e|^2$ (красная линия) и обыкновенной волны $|E_o|^2$ (зеленая линия), нормированные на входящее поле $E_y = 1$. Угол $\phi = \pi/16$. Частота $\nu/c = 1.0032 \mu\text{m}^{-1}$ соответствует максимуму отражения. Ниже приведены диэлектрические проницаемости слоев в зависимости от глубины, ϵ_e (красная ломаная) и ϵ_o (зеленая пунктирная горизонтальная прямая)

Ожидается, что описанные линейно поляризованные состояния могут экспериментально наблюдаться в анизотропных средах с акустически индуцированной периодичностью. В качестве перестраиваемого материала можно использовать сегнетоэлектрик, либо материал с керровой нелинейностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Robnik // J. Phys. A: Math. Gen. 19, 3845–3848 (1986).
2. R.L. Schult et al. // Phys. Rev. B 41, 12760 (1990).
3. E.N. Bulgakov, A.F. Sadreev // Phys. Rev. B 78, 075105 (2008).
4. Y. Plotnik et al. // Phys. Rev. Lett. 107, 183901 (2011).
5. N. Prodanović et al. // Phys. Lett. A377, 2177–2181 (2013).
6. N. Prodanović et al. // J. Phys. A: Math. Theor. 42, 415304 (2009).
7. S.P. Shipman, S. Venakides // Phys. Rev. E71, 026611 (2005).
8. Chia Wei Hsuet al. // Nature 499, 188 (2013).
9. Bo Zhenet al. // Phys. Rev. Lett. 113, 257401 (2014).
10. Chia Wei Hsuet al. // Nature Rev. Mat. 1, 16048 (2016).
11. E.N. Bulgakov, A.F. Sadreev // Adv. Electromag. 6, 1–10 (2017).
12. A.F. Sadreev et al. // Phys. Rev. B, 235342 (2006).
13. C.S. Kim, A.M. Sataninet al. // Phys. Rev. B, 10962-10970 (1999).
14. S.P. Shipman, A.T. Welters et al. // J. Math. Phys. 54, 103511 (2013).
15. J. Gomis-Bresco et al. // Nat. Photonics 11, 232 (2017).
16. P. Markos, C.M. Soukoulis, "Wave Propagation, From Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials" Princeton University Press, 2008.
17. A. Yariv, P. Yeh, "Photonics: Optical Electronics in Modern Communications", Oxford University Press, 2007.
18. I.V. Timofeev, P. S. Pankin et al. // Crystals 2017, 7, 113 (2017).
19. D.W. Berreman // J. Opt. Soc. Am. 62, 502 (1972).

Многослойное сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало

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

¹Сибирский федеральный университет

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

NRudakova@sfu-kras.ru

В настоящее время современные технологии требуют уникальных элементов и материалов для изучения новых явлений. Обычное изотропное по отношению к поляризации света зеркало при отражении падающей на него волны меняет знак круговой поляризации отраженного света на противоположный. Будем называть сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) зеркало, которое не меняет знак поляризации отраженного света. Например, для падающего на кристалл света правой круговой поляризации отраженный свет также имеет правую круговую поляризацию. Это отличает СПАЗ от изотропного зеркала. Идеальное металлическое зеркало назовем электрическим, поскольку оно отражает свет, взаимодействуя с электрической составляющей электромагнитной волны и меняя её фазу на противоположную. В отличие от электрического, магнитное зеркало отражает свет, воздействуя на его магнитное поле, при этом исходные электрические свойства сохраняются. Такое зеркало при отражении не меняет электрический вектор поля падающей световой волны, но при этом переворачивает её магнитный вектор. Вследствие этого, магнитные зеркала могут полностью отражать электромагнитные волны без изменения фазы электрической напряженности на границе [1]. Для получения СПАЗ следует соединить свойства электрического и магнитного зеркал. Магнитные зеркала могут представлять собой различные структуры и содержать разнообразные материалы.

Примером СПАЗ являются также хиральные метаматериалы, которые никаким движением в пространстве нельзя совместить с собственным зеркальным отображением; граница между слоями одноосного кристалла, оптические оси которого расположены перпендикулярно друг другу в плоскости границы раздела; плоская граница металл-диэлектрического нанокompозита, представляющего собой диспергированные в прозрачной матрице серебряные сфероидальные наночастицы; многослойное зеркало, покрытое фазовой четвертьволновой пластинкой. Но каждое из этих зеркал имеет свои недостатки: малое отражение, большая толщина анизотропного слоя. Чтобы избежать этих проблем, можно рассмотреть анизотропные слоистые диэлектрические структуры. Самая простая – стопка одинаковых анизотропных пластинок с периодически меняющейся от слоя к слою ориентацией оптических осей.

В данной работе рассмотрена амбихиральная структура [2], состоящая из чередующихся одноосных диэлектрических слоев. Насколько известно авторам, впервые показано, что она является сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом. Расчет показывает, что фаза отраженного света такой структуры не меняется, а отражение приближается к 100%. В работе характеризуются чередующиеся идентичные одноосные диэлектрические слои с различными показателями преломления n_e и n_o , составляющие структуру с числом периодов N . Период такой элементарной ячейки $\Lambda = 2a$, где a – толщина одного слоя. Схематическое представление предложенной модели СПАЗ изображено на рисунке 1. Такую структуру можно считать Брегговским отражателем, то есть простейшей периодической слоистой средой, и рассматривать соответствующим образом [3].

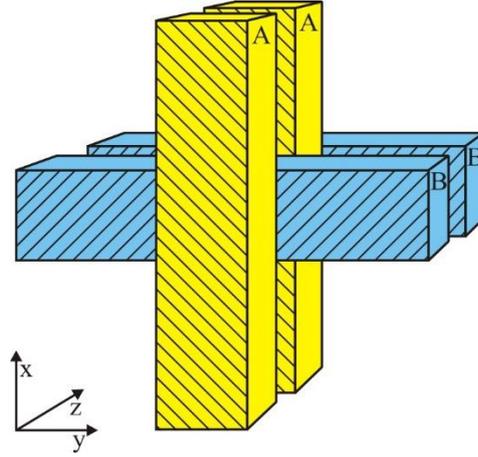


Рис. 1. Схематическое представление сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала (СПАЗ).

Коэффициент отражения для N -ого периода находится с помощью следующего аналитического выражения:

$$|r_N|^2 = \left| \frac{CU_{N-1}}{AU_{N-1} - U_{N-2}} \right|^2, \quad U_N = \frac{\sin(N+1)K\Lambda}{\sin K\Lambda}, \quad K = \frac{1}{\Lambda} \arccos \left[\frac{1}{2}(A+D) \right], \quad (1)$$

где K – блоховское волновое число. Рассмотрены только волны, для которых вектор E перпендикулярен плоскости yz , в которой распространяется волна перпендикулярно слоям в направлении периодического изменения диэлектрической проницаемости. A, B, C и D – элементы матрицы преобразования для одной ячейки, связывающие амплитуды плоских волн в первом слое элементарной ячейки с амплитудами для первого слоя в соседней элементарной ячейке:

$$\begin{aligned} A &= e^{ik_{1z}a} \left[\cos k_{2z}a + \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right], \\ B &= e^{-ik_{1z}a} \left[\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right], \\ C &= e^{ik_{1z}a} \left[-\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right], \\ D &= e^{-ik_{1z}a} \left[\cos k_{2z}a - \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right], \end{aligned} \quad (2)$$

здесь $k_{1z} = (\omega/c)n_e$, $k_{2z} = (\omega/c)n_o$ – волновые вектора, соответственно для первой и второй сред, a – толщина слоя.

Рассмотрим модель диэлектрического СПАЗ, представляющего собой чередующиеся одноосные диэлектрические слои равной толщины $a=100$ мкм с показателями преломления $n_e=1.7$ и $n_o=1.45$. Возьмем число периодов равным $N=20$. Профиль показателя преломления n_y смещен относительно n_x на толщину первого слоя. Это обеспечивает одинаковую амплитуду отражения для вертикально и горизонтально поляризованных волн. При этом их разность фаз равна удвоенному набегу фазы в первом слое $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = 2\pi \cdot 2an_o / \lambda$. На высокочастотной границе стоп-зоны $\Delta\varphi = \pi$ и поляризация отражения сохраняется. Для смещения условия

$\Delta\varphi = \pi$ в середину стоп-зоны следует уменьшить толщину первого слоя. Возьмем толщину первого слоя $0.3a$. Дальнейшее рассмотрение будет проводиться для обеих оговоренных структур: равномерной (рис. 2а) и настроенной (рис. 2б).

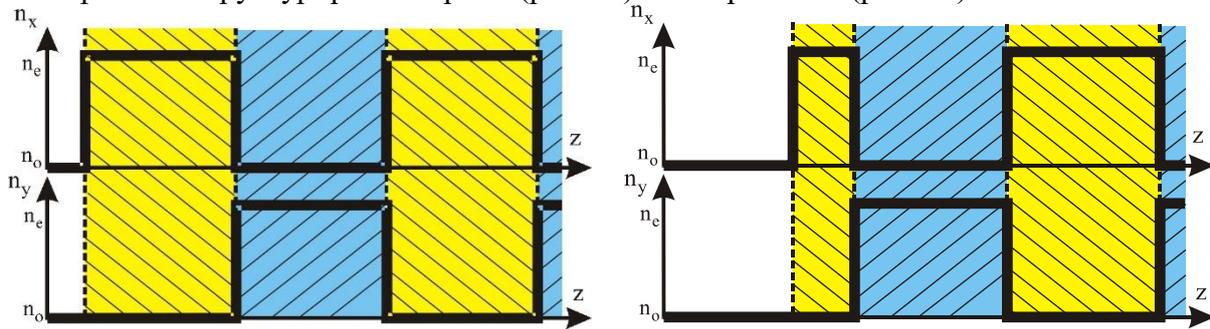


Рис. 2. Показатели преломления пластинок для волн с вертикальной n_x и горизонтальной n_y линейными поляризациями электрического поля для равномерной (а) и настроенной (б) структур.

На рисунке 3 представлен частотный спектр отражения амбихиральных структур. Из рисунка видно, что в случае равномерной структуры отражение СПАЗ совпадает с полным отражением от границы, но только на высокочастотном краю стоп-зоны (рис. 3а). Потери, то есть ортогонально поляризованная составляющая отражения, на низкочастотном краю стоп-зоны составляют около 3 %. Для настроенной структуры (рис. 3б) отражение с поляризацией, как у падающей волны, практически совпадает с полным отражением от границы. Распределение фаз для коэффициента отражения показывает, что для равномерной структуры условие $\Delta\varphi = \pi$ выполняется только на высокочастотной границе стоп-зоны. Для настроенной структуры это условие выполняется на двух частотах в стоп-зоне, и, с хорошей точностью, в широком частотном диапазоне между ними. В центре стоп-зоны зеркало переводит 98 % падающего излучения в отраженное с той же поляризацией.

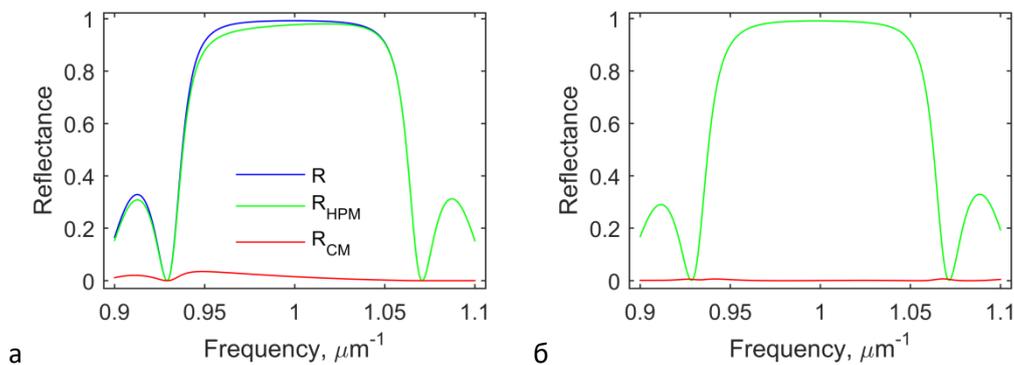


Рис. 3. Частотная зависимость отражения (а, б) для равномерной и настроенной структур. Синяя линия показывает полное отражение, зеленая – отражение СПАЗ, красная – ортогональное отражение.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Sievenpiper, L. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1999. v. 47. 11. pp. 2059.
2. M.W. McCall, I.J. Hodgkinson, Q. Wu. Birefringent Thin Films and Polarizing Elements: 2nd Edition. London, UK: Imperial College Press, 2015. 431 p.
2. А. Ярив, П. Юх Оптические волны в кристаллах: Пер. с англ. - М.: Мир, 1987. 616 с.

Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью

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

¹ Сибирский федеральный университет, Куренского, 26, 660074, Красноярск, Россия

² Институт физики им. Л.В. Куренского СО РАН, Академгородок, 660036, Красноярск, Россия
rashid-bikbaev@mail.ru

В последние годы активно исследуется особый тип поверхностных электромагнитных состояний, которые формируются в виде стоячей поверхностной волны, имеющей нулевое волновое число вдоль границы раздела сред и не переносящей энергии. Уравнение Максвелла для электрического поля в этом случае является точным аналогом одноэлектронного уравнения Шредингера для полубесконечного кристалла, решением которого является таммовское поверхностное состояние. В силу этого, электромагнитный аналог электронного таммовского состояния называется оптическим таммовским состоянием (ОТС), или, иначе, таммовским плазмон-поляритоном. Наблюдать такое состояние можно на границе двух фотонных кристаллов (ФК) [1,2] или на границе фотонного кристалла и среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью ϵ [3,4]. Экспериментально ОТС проявляется в виде узкого пика в спектре пропускания образца [5,6,7].

В настоящей работе показана возможность реализации ОТС, локализованных на границе фотонного кристалла и нанокompозитной среды. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью. При этом оптические характеристики исходных материалов не имеют резонансных особенностей. Положение частотного интервала, в котором эффективная диэлектрическая проницаемость принимает близкие к нулю значения, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов и от объемной концентрации наночастиц, что открывает широкие возможности контроля над оптическими свойствами ОТС.

Рассмотрим ФК-структуру представляющую собой слоистую среду, ограниченную конечным слоем нанокompозита (рис. 1). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов a и b с толщинами слоев и диэлектрическими проницаемостями (ДП) соответственно d_a , ϵ_a и d_b , ϵ_b . Среда, в которую помещена ФК-структура является вакуумом. Слой нанокompозита толщиной d_{eff} состоит из сферических металлических наночастиц, равномерно распределенных в диэлектрической матрице.

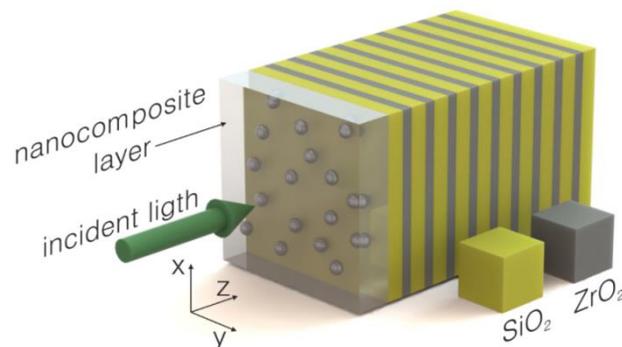


Рис. 1. Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного со слоем нанокompозита

Эффективная ДП нанокompозита определяется формулой Максвелл-Гарнетта [8], широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные металлические включения малой объемной доли:

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

где f – фактор заполнения, то есть, доля наночастиц в матрице;

ε_d и $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы;

ω – частота излучения.

Модель Максвелл-Гарнетта предполагает квазистатическое приближение. Ее главные особенности следующие: нанокompозитный слой является электродинамически изотропным; размер включений и расстояние между ними намного меньше длины волны оптического диапазона в рассматриваемой эффективной среде. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

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

где ε_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов;

ω_p – плазменная частота;

γ – величина, обратная времени релаксации электронов.

Расчет энергетических спектров проводился методом трансфер-матрицы [9]. В первую очередь исследуем ОТС, которые реализуются в виде стоячих поверхностных волн, локализованных на границе раздела НК-ФК. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, диспергированных в диэлектрической матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{eff}(\omega)$:

$$\varepsilon_{eff}(\omega) = \text{Re } \varepsilon_{eff}(\omega) + i \text{Im } \varepsilon_{eff}(\omega) \quad (3)$$

Пренебрегая малым фактором γ^2 , находим, используя (1), положение частот, при которых действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости принимает нулевое значение:

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}, \quad \omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d))}}. \quad (4)$$

В точке $\omega = \omega_0$ функция $\text{Re } \varepsilon_{eff}(\omega)$ обращается в нуль, а $\text{Im } \varepsilon_{eff}(\omega)$ принимает максимальное значение, поэтому получить локализованное состояние на границе раздела НК-ФК не представляется возможным. Поиск ОТС будет осуществляться в окрестности точки $\omega = \omega_1$, так как функция $\text{Re } \varepsilon_{eff}(\omega)$ в ней так же обращается в нуль, а $\text{Im } \varepsilon_{eff}(\omega) \ll 1$. На промежутке $[\omega_0, \omega_1]$ $\text{Re } \varepsilon_{eff}(\omega) < 0$, то есть в этой области частот нанокompозит подобен металлу. На частотах $\omega < \omega_0$ и $\omega > \omega_1$ $\text{Re } \varepsilon_{eff}(\omega) > 0$ (рис. 2а).

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

Диэлектрический слой нанокompозита толщиной $d_{eff} = 200$ нм состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\epsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0,02$ эВ, для стекла $\epsilon_d = 2,56$. Частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленные по формуле (1), показывают, что при объёмных концентрациях, лежащих в интервале $0.11 < f < 0.12$, вещественная часть эффективной диэлектрической проницаемости принимает как отрицательные так и положительные значения вблизи точки $\omega = \omega_1$ (рис.2b). Использование нанокompозитной пленки с объёмной концентрацией наночастиц вне этого интервала приводит к смещению частоты ОТС в область с большими по модулю значениями $Re \epsilon_{eff}$, которая детально была рассмотрена в работе [3]. На рис. 2 приведены, для примера, зависимости $Im \epsilon_{eff}(\omega)$ и $Re \epsilon_{eff}(\omega)$ для случая $f=0.11$. Кроме того, на рис. 2b приведен спектр затравочного фотонного кристалла, включающий область запрещенной зоны.

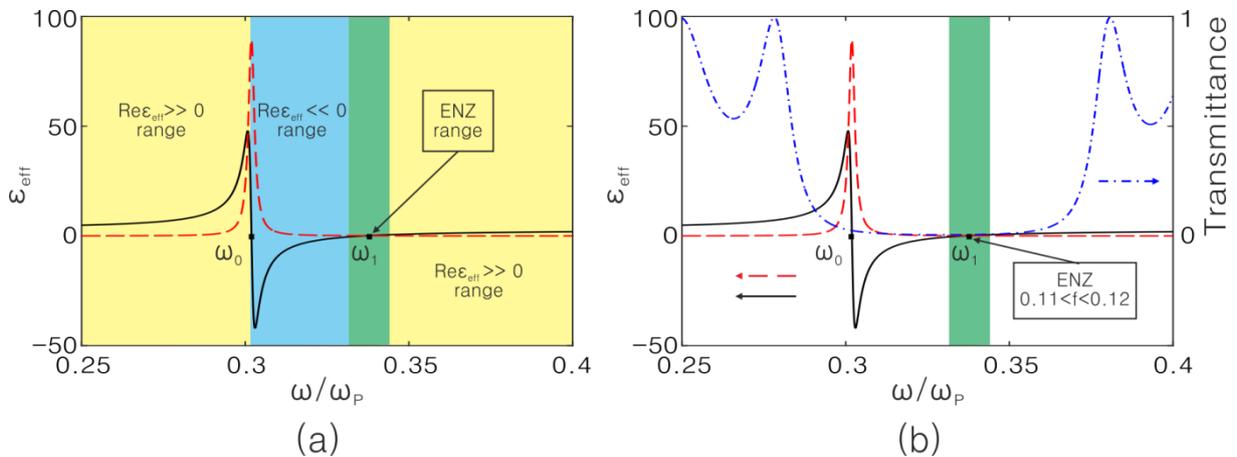


Рис. 2. Зависимости мнимой $Im \epsilon_{eff}(\omega)$ (штриховая линия) и действительной $Re \epsilon_{eff}(\omega)$ (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{eff}(\omega)$ от нормированной частоты ω/ω_p . Штрихпунктирной линией изображен спектр пропускания исходного фотонного кристалла. Фактор заполнения $f = 0.11$

Из рисунка видно, что область частот, в которых вещественная часть эффективной диэлектрической проницаемости принимает близкие к нулю значения, находится внутри запрещенной зоны исходного фотонного кристалла. Соответствующая частоте ω_1 длина волны $\lambda(\omega_1) = 405.8$ нм.

Спектры пропускания, отражения и поглощения, при нормальном падении света на ФК, сопряженный со слоем НК с $f = 0.11$ и $f = 0.12$, представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны фотонного кристалла возникает полоса поглощения, соответствующая таммовскому состоянию, локализованному на границе раздела НК-ФК.

Найденные оптические таммовские состояния существуют в очень узком частотном интервале, в котором вещественная часть эффективной диэлектрической проницаемости близка к нулю. Так на частотах ОТС при факторах заполнения $f = 0.11$ и $f = 0.12$ эффективная диэлектрическая проницаемость принимает значения $\epsilon_{eff}(\omega) = 0.023 + 0.085i$ и $\epsilon_{eff}(\omega) = -0.007 + 0.081i$ соответственно.

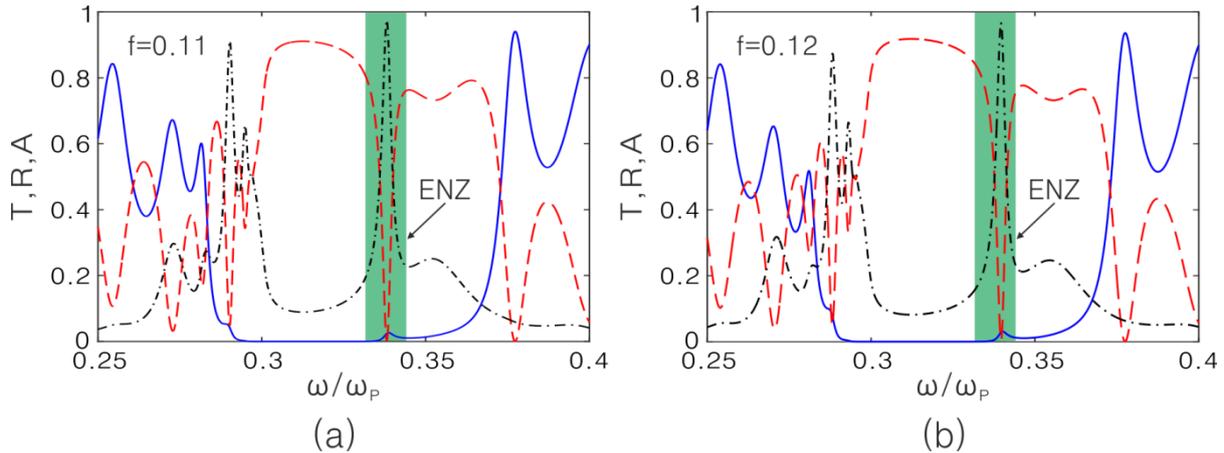


Рис.3. Спектры пропускания (сплошная линия), отражение (штриховая линия) и поглощения (штрихпунктирная линия) для ФК, сопряженного с слоем нанокompозита с $f=0.11$ (a) и $f=0.12$ (b). Толщина слоя НК $d_{eff} = 200$ нм

Исследование локализации поля на частотах ОТС в случае $Re \epsilon_{eff}(\omega) > 0$ и $Re \epsilon_{eff}(\omega) < 0$ показало, что интенсивности полей на частотах ОТС, нормированные на входные интенсивности, при нормальном падении света на ФК, принимают близкие значения ($I/I_0 = 10$). В обоих случаях световое поле в ОТС локализовано в области, соизмеримой с длиной волны. Длины волн, соответствующие минимумам отражения, отличаются на 1.8 нм.

Выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК, ограниченного с одной стороны резонансно поглощающим слоем нанокompозита, который состоит из серебряных наночастиц сферической формы, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Результаты получены с помощью метода трансфер-матрицы.

Численно показана возможность формирования таммовских состояний на границе раздела фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Показана возможность формирования подобных состояний при конечных отрицательных и положительных значениях действительной части диэлектрической проницаемости, а также в случае, когда вещественная часть диэлектрической проницаемости принимает нулевое значение. Отметим, что в области частот с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью поглощение нанокompозита слабо зависит от фактора заполнения, и составляет около 97%. Показано, что во всех рассмотренных случаях характер распределения поля в ОТС вблизи границы сред ФК-нанокompозит практически одинаков. Результаты данной работы расширяют представление о возможности реализации оптических таммовских состояний в структурах нанокompозит - фотонный кристалл.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. P. Vinogradov et. al. // Phys. Usp. 2010. V. 53. P. 243-256.
2. A. V. Kavokin et. al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 233102.
3. S. Ya. Vetrov et. al. // JETP. 2013. V. 117. P. 988-998.
4. M. Kaliteevski et. al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165415.
5. M. E. Sasin et. al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 251112.
6. M. E. Sasin et. al. // Sup. And Micros. 2010. V. 47. P. 44-49.
7. T. Goto et. al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 113902.
8. J.C. Maxwell Garnett et. al. // Phil. Trans. R. Soc. Lond. 1904. V. 203. P.38526.
9. P. Yeh // J. Opt. Soc. Amer. 1979. V. 69. P. 742.