

МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Расщепление таммовского плазмон-поляритона на границе металлической пленки и резонансного нанокompозитного слоя, сопряженного с одномерным фотонным кристаллом	
<i>А.Ю. Авдеева, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i>	3
Электромагнитные волны в метаматериалах на основе ферро- и антиферромагнетиков	
<i>М.Д. Амельченко, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский</i>	6
Межзонное поглощение света в сверхрешетке, состоящей из чередующихся полосок однослойного и двухслойного графена	
<i>П.В. Бадикова, Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков</i>	10
Оптическое таммовское состояние на границе одномерного фотонного кристалла и диэлектрической метаповерхности	
<i>Р.Г. Бикбаев, Д.Н. Максимов, П.С. Панкин, Чень К.-П., И.В. Тимофеев</i>	13
Магнитооптическое управление излучением в фотонно-кристаллических структурах при возбуждении поверхностных мод	
<i>П.В. Головкин, Д.О. Игнатъева, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов</i>	15
Исследование голографического формирования двумерных дифракционных оптических элементов бесселеподобным и Гауссовым световым полем в фотополимерном материале	
<i>В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович</i>	18
Взаимодействие света с пропускающими многослойными неоднородными фотополимерными голографическими дифракционными структурами	
<i>Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович</i>	22
Обратный эффект Фарадея при возбуждении ТЕ-поляризованных мод в планарных наноструктурах	
<i>А.А. Жданюк, Д.О. Игнатъева, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов</i>	26
Усиление эффекта Фарадея при возбуждении мод в структурированных пленках висмут-замещенного феррит-граната	
<i>П.Е. Зимнякова, А.А. Воронов, Д.О. Игнатъева, А.Н. Шапошников, В.Н. Бержанский, Д. Карки, М. Леви, В.И. Белотелов</i>	30

Эффект Фарадея в магнитофотонных кристаллах со связанными состояниями в континууме

А.Д. Иванова, Д.О. Игнатьева, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов 32

Опалоподобные структуры на основе субмикросфер полиметилметакрилата

И.В. Немцев, О.В. Шабанова, И.А. Тамбасов, А.А. Иваненко, В.Я. Зырянов..... 35

Температурное управление квази-связанным состоянием в континууме в одномерной фотонной структуре

*П.С. Панкин, Б.-Р. Ву, Ж.-Х. Янг, Ж.-С. Хуан, В. Ли,
Д.Н. Максимов, И.В. Тимофеев, К.-П. Чен..... 39*

Оптическое хиральное таммовское состояние на границе раздела холестерического жидкого кристалла и анизотропной среды

Н.В. Рудакова, И.В. Тимофеев, Р.Г. Бикбаев, М.В. Пятнов, С.Я. Ветров, В. Ли..... 41

Чёрное тело на основе мембраны из пористого анодного оксида алюминия с углеродными нанотрубками

*И.В. Немцев, Н.П. Шестаков, А.А. Иваненко,
И.А. Харченко, Е.В. Михлина, И.И. Рыжков..... 45*

Хиральность локализованных мод в фотонных структурах

И.В. Тимофеев..... 48

Нанофотоника в высших растениях

Е.Р. Буханов, А.В. Шабанов..... 50

Расщепление таммовского плазмон-поляритона на границе металлической пленки и резонансного нанокompозитного слоя, сопряженного с одномерным фотонным кристаллом

А.Ю. Авдеева¹, С.Я. Ветров^{2,1}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38

²Сибирский федеральный университет
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79
anastasia-yu-avdeeva@iph.krasn.ru

Продemonстрирован эффект расщепления таммовского плазмон-поляритона на границе металлической пленки и резонансного нанокompозитного слоя, сопряженного с одномерным фотонным кристаллом.

Таммовские плазмон-поляритоны (ТПП) активно исследуются уже более десяти лет. Формирование таммовской моды возможно на границе раздела двух отражающих сред, например, фотонного кристалла (ФК) и металлической пленки. При этом поле на длине волны ТПП локализовано на границе раздела сред и экспоненциально спадает в обе стороны от неё. Экспериментально ТПП проявляется в виде узкого пика в энергетических спектрах образца [1]. ТПП легли в основу принципиально новых устройств, таких как: поглотители, переключатели, тепловые излучатели, сенсоры.

Новые возможности для оптимизации характеристик изучаемых ТПП возникают при добавлении в ФК-структуру резонансного нанокompозитного (НК) слоя. На основе таких структур предложен механизм увеличения эффективности органических солнечных элементов [2,3].

На рисунке 1 представлена одномерная структура, состоящая из серебряной пленки, слоя диэлектрической подложки, с показателем преломления n_1 и толщиной d , слоя НК и одномерного ФК, состоящего из двух изотропных диэлектрических слоев с показателями преломления n_1 и n_2 и толщинами d_1 и d_2 , соответственно.

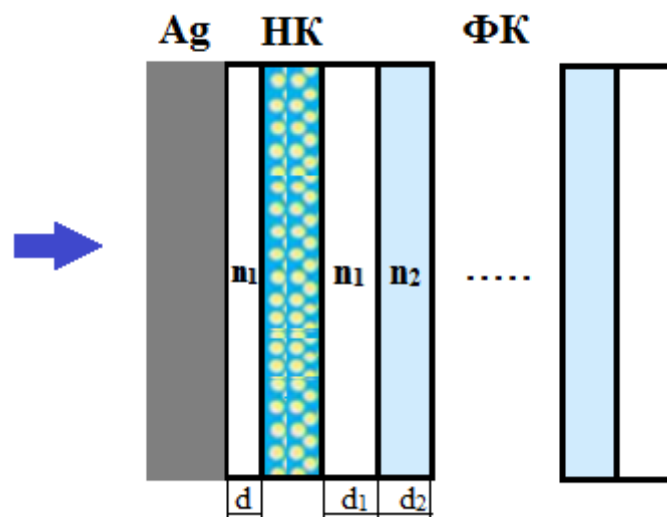


Рис. 1. Схематическое представление структуры. Свет падает со стороны серебряной пленки (Ag), проникая в слой резонансного нанокompозита и сопряженный с ним одномерный фотонный кристалл.

ФК состоит из 19 слоев, с чередующимися параметрами: $d_1=74$ нм, $d_2=50$ нм, $n_1=1.45$, $n_2=2.04$. Толщина подложки – $d=22$ нм. НК-слой, толщиной 30 нм, состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле.

Диэлектрическая проницаемость НК-слоя ε_{mix} , в приближении эффективной среды, определяется формулой Максвелл-Гарнетта:

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

здесь f – фактор заполнения, объемная доля наночастиц в матрице, ε_d и $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы, ω – частота излучения.

С освещенной стороны ФК покрыт пленкой толщиной 70 нм, из серебра, диэлектрическая проницаемость которого найдена в приближении Друде-Зоммерфельда:

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

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

Для серебра $\varepsilon_0=5$, $\hbar\omega_p=9$ эВ, $\hbar\gamma=0.02$ эВ, $\varepsilon_d=2.56$. Предсказания модели эффективной среды Максвелл-Гарнетта являются достоверными для умеренной доли включений с фактором заполнения $f \ll 1$.

Из рисунка 2 видно, что при $f=0$ в запрещенной зоне ФК наблюдается ТПП на длине волны 437.4 нм. Частотой ТПП можно управлять, варьируя толщину первого слоя d , прилегающего к металлической пленке.

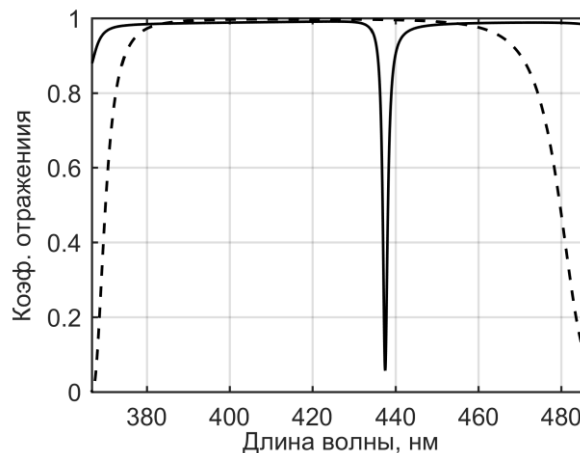


Рис. 2. Спектр отражения структуры. Сплошная кривая при $f=0$, пунктирная – запрещенная зона ФК в отсутствии металлической пленки и НК.

При наполнении НК-слоя металлическими наночастицами, частота ТПП смещается в область частот плазмонного резонанса, что приводит к появлению в запрещенной зоне ФК двух состояний, наблюдаемых в спектре отражения и спектре поглощения (рис. 3а). Полученные, при расщеплении ТПП, состояния локализованы на границе раздела металлического и фотонно-кристаллического зеркала. При факторе заполнения $f = 1\%$ состояния соответствуют длинам волн 424,8 нм и 452,9 нм, а величина расщепления ТПП составляет $\Delta\lambda=28,1$ нм.

На рисунке 3б приведены спектры отражения исследуемой структуры при различных значениях объемной доли наночастиц в НК-слое. Видно, что при увеличении фактора заполнения f величина расщепления $\Delta\lambda$ возрастает.

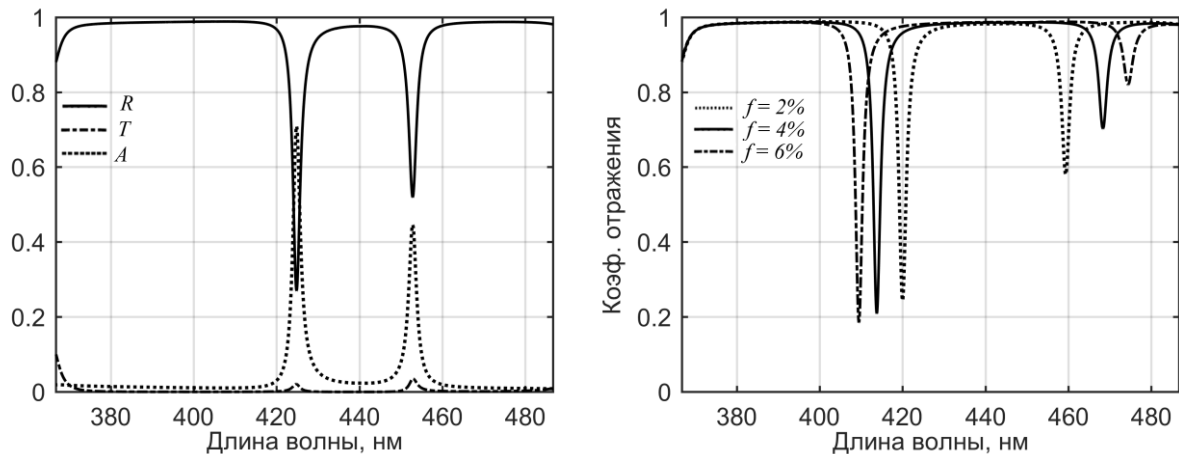


Рис. 3. (а) – Спектр отражения (R), пропускания (T), поглощения (A) исследуемой структуры. (б) – Спектры отражения при $f = 2\%$ ($\Delta\lambda = 39,3$ нм), $f = 4\%$ ($\Delta\lambda = 54,6$ нм) и $f = 6\%$ ($\Delta\lambda = 64,8$ нм).

Отметим, что ранее в работе [4] нами было показано расщепление дефектной моды ФК при помощи резонансного НК-слоя. Нами также были исследованы ТПП в структурах, где НК-слой использовался вместо металлической пленки в качестве отражателя [5], в этом случае расщепления не наблюдалось.

Таким образом, в данной работе, продемонстрирован эффект расщепления ТПП на границе металлической пленки и резонансного нанокompозитного слоя, сопряженного с одномерным фотонным кристаллом. Преимущество предложенной структуры определяется существенным расширением возможности эффективного управления положением таммовских мод в спектрах пропускания, отражения и поглощения фотонно-кристаллических структур. Предложенная модель может быть использована при проектировании узкополосных и перестраиваемых фильтров.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Kaliteevski et al. // *Plasmonics*. 2015. Vol. 10, No. 2. P. 281–284.
2. Xu-Lin Zhang et.al. // *Applied Physics Letters*. 2012. 101 (24), P. 243901.
3. R.G. Bikbaev. et.al. // *ДАН*. 2020. Т. 492. С. 52-55.
4. S.Ya. Vetrov et.al. // *ЖЭТФ*. 2011. 113. P. 755–761.
5. S.Ya. Vetrov et.al. // *ЖЭТФ* 2013. 117. P. 988–998.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и ККФН в рамках научного проекта № 19-24-240004.

Электромагнитные волны в метаматериалах на основе ферро- и антиферромагнетиков

М.Д. Амельченко, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского
amelchenko.mar@gmail.com

Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды со свойствами, не встречающимися у обычных природных сред [1]. Среди метаматериалов особый класс составляют, так называемые, «левые» среды, у которых диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости одновременно имеют отрицательные значения [2]. В левой среде вектора напряженности электрического и магнитного полей совместно с волновым вектором составляют левую тройку векторов. Это приводит к распространению в такой среде обратной электромагнитной волны (ЭМВ), вектора фазовой и групповой скоростей которой направлены в противоположные стороны. В микроволновом диапазоне для создания метаматериалов в виде левых сред обычно используют периодические структуры в виде тонких металлических проволочек и кольцевых разрезных резонаторов, период следования которых является намного меньше длины ЭМВ [3]. Периодическая система из тонких металлических проволочек позволяет создать структуру плазмонного типа, эффективная диэлектрическая проницаемость которой ϵ_{eff} может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Периодическая система из разрезных кольцевых резонаторов традиционно используется для создания искусственных магнитных сред с отрицательным значением эффективной магнитной проницаемости. В работе [4] на основе использования электродинамического подхода была продемонстрирована возможность получения левой среды из ферромагнетика, в котором используется периодическая система из тонких металлических проволочек идеальной проводимости. В настоящей работе данный подход развивается применительно к антиферромагнетикам. Кроме того, приводятся результаты исследования дисперсионных характеристик (ДХ) как быстрых, так и медленных ЭМВ, полученные при учете конечной проводимости проволочек.

На рис. 1а приведено схематическое изображение анализируемой структуры. Она представляет собой продольно намагниченный слой магнитоупорядоченного вещества, в котором в качестве периодической структуры используется система из тонких металлических проволочек с периодом следования T . Предполагается, что период следования структуры является намного меньше длины ЭМВ, т.е. $T \ll \lambda$. В этом случае для описания диэлектрических свойств среды можно ввести эффективную диэлектрическую проницаемость с частотной зависимостью плазмонного типа [3]:

$$\epsilon_{eff}(\omega) = \epsilon_f \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\xi\omega} \right), \quad (1a)$$

$$\xi = \frac{2\omega_p^2\epsilon_0}{\pi\sigma} \left(\frac{T}{r} \right)^2, \quad (16)$$

где $\omega_p = 2\pi c / T \sqrt{2\pi / [\ln(T/r)]}$ — круговая плазменная частота, c — скорость света в вакууме, r — радиус проволоки, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — линейная частота, ϵ_f — собственная диэлектрическая проницаемость магнитоупорядоченного материала, ξ — параметр затухания, ϵ_0 — электрическая константа, σ — удельная электропроводность проволоки. Из выражения (1a) следует, что диэлектрическая проницаемость среды меняет свой знак на частоте $\omega_p^\xi = \sqrt{\omega_p^2 - \xi^2}$.

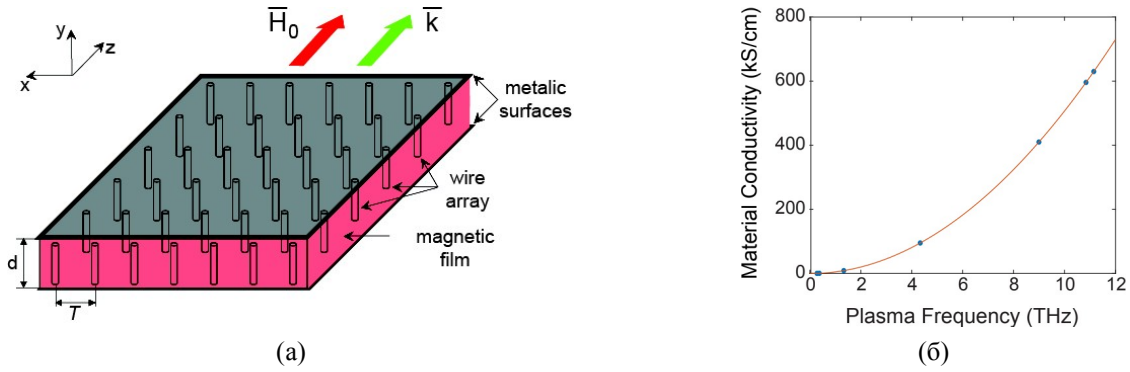


Рис.1. (а) Схематическое изображение магнитного метаматериала, (б) зависимость удельной электропроводности σ проволоки от линейной плазменной частоты f_p , полученная при фиксированных значениях параметров $\zeta=3.0 \times 10^{12}$ рад/с, $r=1$ мкм и $T=30$ мкм. Точками на (б) показаны значения, соответствующие проводимости следующих материалов: золото ($\sigma = 630$ кСм/см), медь ($\sigma = 596$ кСм/см), серебро ($\sigma = 410$ кСм/см), платина ($\sigma = 95.2$ кСм/см), никром ($\sigma = 9$ кСм/см), германий ($\sigma = 0.7$ кСм/см) и кремний ($\sigma = 0.4$ кСм/см).

Для расчета ДХ ЭМВ, распространяющихся в продольно намагниченном магнитном метаматериале, воспользуемся известным дисперсионным уравнением, полученным для продольно намагниченного ферромагнетика [6]. Данное уравнение с учетом эффективной диэлектрической проницаемости среды примет следующий вид:

$$-\mu k_y^4 - \left[(1 + \mu) k^2 - (\mu^2 + \mu - \mu_a^2) k_0^2 \varepsilon_{eff} \right] k_y^2 = k^4 - 2\mu k^2 k_0^2 \varepsilon_{eff} + (\mu^2 - \mu_a^2) k_0^4 \varepsilon_{eff}^2, \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число ЭМВ в вакууме, k – продольное волновое число ЭМВ в магнитном метаматериале, $k_y = n\pi/d$ – поперечное волновое число, полученное из граничных условий в магнитоэлектростатическом приближении, d – толщина тонкопленочного магнетика, n – номер моды объемной ЭМВ, μ и μ_a – диагональная и недиагональная компоненты тензора высокочастотной магнитной проницаемости.

Для ферромагнетика данные компоненты тензора имеют следующий вид:

$$\mu = \left[\omega_H (\omega_H + \omega_M) - \omega^2 \right] / (\omega_H^2 - \omega^2), \quad \mu_a = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2), \quad (3)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$ – круговая частота ферромагнитного резонанса, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения материала, γ – гиромагнитное отношение.

Для антиферромагнетика, у которого направление «легкой» оси анизотропии совпадает с направлением внешнего постоянного магнитного поля, данные компоненты тензора имеют следующий вид [5]:

$$\mu = 1 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \frac{\omega_+ \omega_- - \omega^2}{(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)}, \quad (4)$$

$$\mu_a = 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \frac{\omega(\omega_- - \omega_+)}{(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)},$$

где H_A – поле анизотропии, M_s – усредненная статическая намагниченность подрешеток, γ_s – усредненный g-фактор, $\omega_+ = \gamma(H_C + H_0)$ и $\omega_- = \gamma(H_C - H_0)$ – резонансные частоты, $H_C = \sqrt{H_A(2H_E + H_A)}$ – поле «опрокидывания» подрешеток, H_E – поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками. Наличие у антиферромагнетика двух подрешеток приводит к распространению в нем двух медленных ЭМВ (в отличие от одной

медленной ЭМВ у ферромагнетика), диапазон частот которых приходится на терагерцовую область [5].

На рис.2 приведены ДХ медленной и быстрых ЭМВ, распространяющихся в ферромагнитном метаматериале без учета потерь в проволочных элементах (идеально проводящий материал) и при учете конечной проводимости проволочек. Из сравнения результатов, представленных на рис.2а и рис.2б, следует, что как только мы начинаем учитывать конечную проводимость проволочных элементов структуры, то для гиротропной матрицы, в которой такая периодическая структура содержится, мы получаем дополнительное действительное решение в виде медленной ЭМВ, которую можно условно назвать «волной проводимости». Выбор названия обусловлен тем, что полосовые свойства волны проводимости определяются в основном проводимостью проволочек и их геометрическими размерами, так как ее предельная частота $f_{ih}^{\xi} = \xi / (2\pi)$. Если для создания метаматериала используется матрица из негиротропного материала (обычный диэлектрик со скалярными магнитной и диэлектрической проницаемостями), то такая волна в нем не существует. Для выбранного значения параметра потерь $\alpha = 3.0 \times 10^{12}$ рад/с волна проводимости существует в терагерцовом диапазоне частот, причем ее полоса расширяется с увеличением плазменной частоты за счет изменения геометрических размеров периодической структуры или же за счет изменения удельной проводимости материала структуры. Последняя зависимость изображена на рис.1б. В случае заданных потерь частота отсечки волны проводимости уменьшается с увеличением плазменной частоты. При учете потерь, диапазон частот существования медленной обратной объемной ЭМВ сужается, но она по-прежнему существует в диапазоне частот левой среды, где $\mu < 0$ и $\epsilon < 0$.

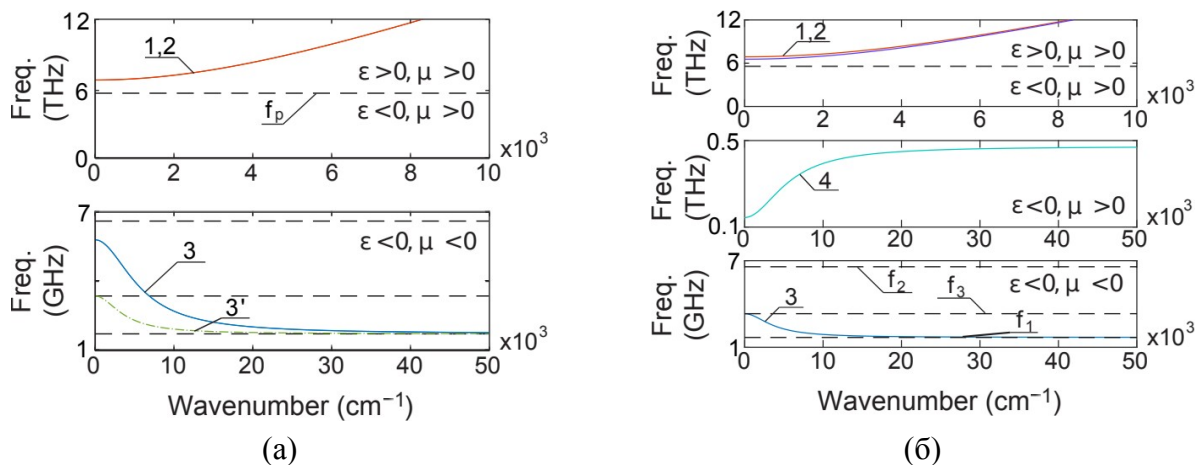


Рис.2 Дисперсионные характеристики двух быстрых ЭМВ (кривые 1 и 2), медленной необыкновенной ЭМВ (кривая 3) и волны проводимости (кривая 4), рассчитанные для ферромагнитного метаматериала в отсутствие потерь (а) и при учете потерь в проволочных элементах (б). Кривая 3' получена в магнитоэлектростатическом приближении в отсутствие периодической структуры. Для расчета использовались следующие значения параметров системы: $d=10$ мкм, $H_0=600$ Э, $4\pi M_0=1750$ Гс, $\alpha=3.0 \times 10^{12}$ рад/с, $\sigma=20$ кСм/см, $r=1$ мкм, $T=30$ мкм, $f_p=35$ ТГц и $n=1$.

На рис.3 приведены результаты расчета ДХ ЭМВ в продольно намагниченном антиферромагнитном метаматериале, полученные как в отсутствие потерь в проволочной структуре, так и при их наличии. Из представленных на рис.3а результатов следует, что в антиферромагнитном метаматериале, также как и в его ферромагнитном аналоге, в отсутствие потерь в проволочных элементах и при достаточно большом значении плазменной частоты наблюдается расширение полосы частот обеих (право- и левополяризованной) медленных ЭМВ. При учете конечной проводимости проволочной структуры здесь также возникает волна проводимости, которая может влиять на полосовые и дисперсионные свойства обеих медленных ЭМВ, не взаимодействуя с ними (см. рис.3б). Так, при $f_p=3$ ТГц диапазон частот существования правополяризованной медленной ЭМВ значительно уменьшается, а у левополяризо-

ванной медленной ЭМВ наблюдается смена дисперсии с аномальной на нормальную в области относительно малых значений волнового числа. При $f_p=10$ ТГц волна проводимости может взаимодействовать с обеими медленными ЭМВ (см. рис.3в). Результатом этого взаимодействия является формирование двух полос не пропускания на частотах обеих медленных ЭМВ (частоты «левой» среды), между которыми находится диапазон частот существования сильно замедленной ЭМВ с нормальной дисперсией.

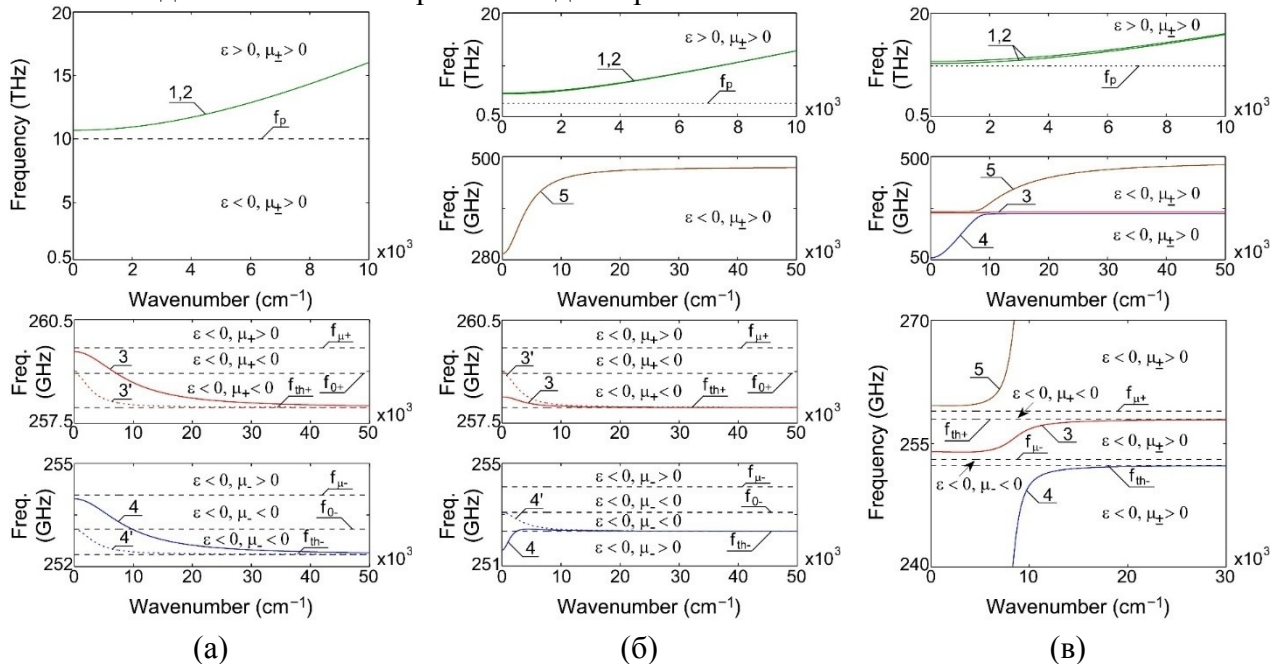


Рис.3 Дисперсионные характеристики двух быстрых обыкновенной и необыкновенной ЭМВ (кривые 1 и 2) и двух медленных необыкновенных ЭМВ (кривые 3 и 4) и волны проводимости (кривая 5), рассчитанные для антиферромагнитного метаматериала в отсутствие потерь (а) и при учете потерь в проволочных элементах (б, в). На (а) $f_p=10$ ТГц, на (б) $f_p=3$ ТГц (б) и на (в) $f_p=10$ ТГц (в). Кривые 3' и 4' получены в магнитоэстатическом приближении в отсутствие периодической структуры. Расчеты выполнены для $d=10$ мкм, $H_0=1$ кЭ, $M_0=560$ Гс, $H_E=515$ кЭ, $H_A=8$ кЭ, $\epsilon_f=16$, $\alpha=3.0 \times 10^{12}$ рад/с, $\sigma=1.6$ кСм/м, $r=1$ мкм, $T=30$ мкм и $n=1$.

В заключение отметим, что проведенные в работе расчеты электродинамических характеристик быстрых и медленных ЭМВ дают возможность оценить перспективы использования ферромагнитных и антиферромагнитных пленок для создания из них метаматериалов. Показано, что в отличие от ферромагнитного метаматериала, антиферромагнитный метаматериал обладает свойствами левой среды в терагерцовом диапазоне частот, что может представлять практический интерес для использования в различных приложениях спинтроники.

Работа выполнена за счет гранта Российского Научного Фонда (проект №19-79-20121)

ЛИТЕРАТУРА

1. X.C. Tong “Functional metamaterials and metadevices” Springer Series in Materials Science, 2018. V. 262.
2. В.Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. № 7. С. 517.
3. J.V. Pendry et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. No 25. P. 4773.
4. Амельченко М.Д., Гришин С.В., Шараевский Ю.П. // Письма в ЖТФ. 2019 Т. 45, вып. 23 С. 14-18.
5. A.Yu. Sharaevskaya, D.V. Kalyabin, E.N. Beginin et al.// J. Magn. Magn. Mat. 2019. Vol. 475. P. 778.
6. А.Л. Микаэлян «Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах» М. – Л.: Госэнергоиздат, 1963.

Межзонное поглощение света в сверхрешетке, состоящей из чередующихся полосок однослойного и двухслойного графена

П. В. Бадикова¹, Д. В. Завьялов¹, В. И. Конченков¹, С. В. Крючков^{1,2}

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Волгоградский государственный технический университет", Волгоград, Россия

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный социально-педагогический университет", Волгоград, Россия
polin.badicova@gmail.com

Появление эффективных источников терагерцевого излучения в последние годы (см., например, [1]) и широкие перспективы использования волн этого диапазона в медицинской диагностике стимулируют исследования твердотельных структур, подходящих для создания детекторов терагерцевого излучения. Среди таких структур – полупроводниковые и графеновые сверхрешетки (СР), параметры которых можно регулировать на этапе изготовления. В настоящей работе вычислен коэффициент межзонного поглощения света в сверхрешетке, состоящей из чередующихся полосок однослойного и двухслойного графена, энергетическим спектром которой можно управлять, прикладывая постоянное электрическое поле, перпендикулярное поверхности образца. Такая СР рассмотрена в [2], где с использованием модели Кронига-Пенни и метода Т-матрицы выведено дисперсионное уравнение, результаты аналитического рассмотрения сравниваются с результатами моделирования методами теории функционала плотности.

Энергетический спектр двухслойного графена, помещенного в постоянное электрическое поле, перпендикулярное поверхности образца, имеет вид [3, 4]:

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\Delta^2 + v_F^2 p^2 + \frac{t_{\perp}^2}{2} \pm \sqrt{v_F^2 p^2 (4\Delta^2 + t_{\perp}^2) + \frac{t_{\perp}^4}{4}}}, \quad (1)$$

Здесь v_F - скорость на поверхности Ферми в графене, $t_{\perp} \approx 0.4$ эВ – интеграл перекрытия между слоями двухслойного графена, Δ - полуширина запрещенной зоны в энергетическом спектре этого материала, которая непосредственно зависит от постоянного электрического поля, приложенного перпендикулярно поверхности образца, p – модуль квазиимпульса электрона в двухслойном графене.

Рассмотрим особенности спектра графеновой сверхрешетки, состоящей из чередующихся полосок однослойного и двухслойного графена. Период сверхрешетки обозначим d , ширина полоски однослойного графена d_I , ширина полоски двухслойного графена d_{II} . Подобная ГСР исследовалась ранее в [5], где, однако, влияние поперечного поля не учитывалось.

Параметр Δ – полуширина запрещенной зоны, формируемой в двухслойном графене при воздействии постоянного электрического поля, перпендикулярного поверхности образца. Меняя этот параметр, мы меняем и ширину запрещенной зоны исследуемой СР, то есть появляется возможность строить на основе такого материала измеритель частоты, работающий в терагерцевом диапазоне, основанный на эффекте межзонного поглощения. На рисунке 2 приведены графики $\varepsilon(q_x)$ при $q_y=0$ и $\varepsilon(q_y)$ при $q_x=0$ в самой нижней минизоне, описываемой дисперсионным уравнением полученным в [2] при разных значениях Δ . Из графиков видно, что изменение параметра Δ влияет на форму дисперсионных поверхностей вблизи дна минизоны проводимости, с ростом $|\vec{q}|$ зависимость $\varepsilon(q_x)$, $\varepsilon(q_y)$ близка к линейной. По q_x минизона, как и должно быть, конечна, но, как видно из графиков, ширина минизоны оказывается почти на порядок больше ширины запрещенной зоны.

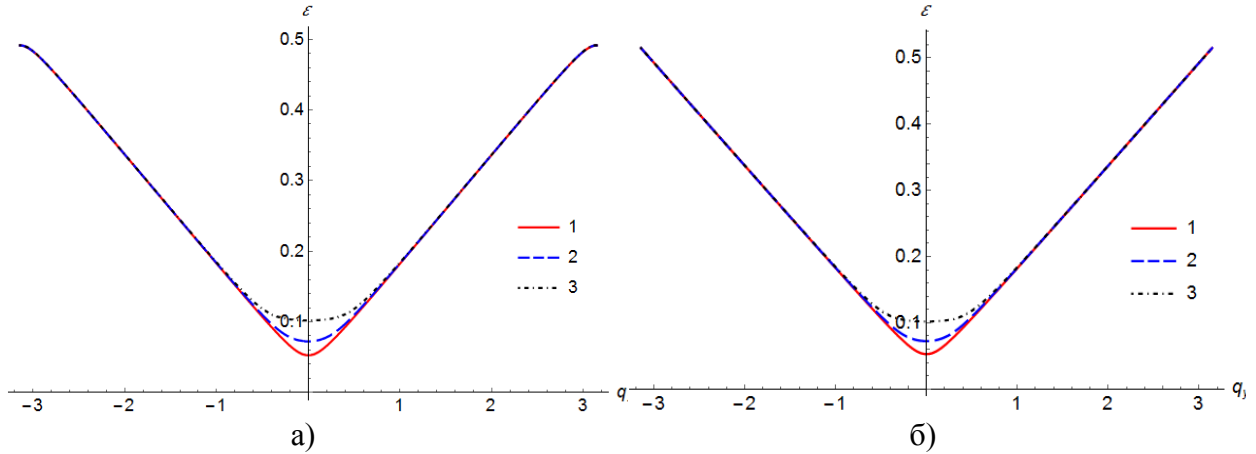


Рис 1. Зависимость энергии электрона ε от компонент квазиимпульса q_x, q_y в нижней минизоне, описываемой дисперсионным уравнением из [2]; а) $\varepsilon(q_x)$ при $q_y = 0$; б) $\varepsilon(q_y)$ при $q_x = 0$; 1 – $\Delta = 0.02t_{\perp}$, 2 – $\Delta = 0.06t_{\perp}$, 3 – $\Delta = 0.08t_{\perp}$. Энергия измеряется в единицах t_{\perp} .

Поскольку ширина минизоны проводимости оказывается значительно больше ширины запрещенной зоны, и учет состояний вблизи потолка минизоны проводимости не столь важен при исследовании эффекта межзонного поглощения, энергетический спектр рассматриваемой структуры будем аппроксимировать моделью Кейна [6, 7]:

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\Delta_0^2 + v_0^2(p_x^2 + p_y^2)} \quad (2)$$

Гамильтониан, описывающий состояния электрона в рассматриваемой графеновой сверхрешетке, может быть представлен в следующем виде:

$$H(\vec{p}) = \begin{pmatrix} \Delta_0 & v_0(p_x - ip_y) \\ v_0(p_x + ip_y) & -\Delta_0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Гамильтониан (3) описывает две зоны, волновая функция электрона имеет вид:

$$\Psi_0 = \frac{1}{L} \frac{\sqrt{\Delta_0^2 + v_0^2 p^2}}{\left(\sqrt{\Delta_0^2 + v_0^2 p^2} \pm \Delta_0 \right) + v_0^2 p^2} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{v_0(p_x + ip_y)}{\Delta_0 \pm \sqrt{\Delta_0^2 + v_0^2 p^2}} \end{pmatrix} \exp\left(\frac{ip_x x}{\hbar}\right) \exp\left(\frac{ip_y y}{\hbar}\right), \quad (4)$$

В выражениях (2), (4) знак «плюс» соответствует зоне проводимости, знак «минус» – валентной зоне, L^2 - нормировочная площадь.

Был рассмотрен эффект межзонного поглощения электромагнитной волны. Предположили, что на поверхность образца падает электромагнитная волна с напряженностью $E = E_m \cos \omega t$, плоскость поляризации которой направлена вдоль оси X. Выпишем уравнение Шредингера:

$$\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = H \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \Psi = \left(H(\vec{p}) + H'(\vec{A}) \right) \Psi, \quad (5)$$

где \vec{A} – векторный потенциал поля волны, оператор взаимодействия электрона с электромагнитным полем имеет вид

$$H' = \begin{pmatrix} 0 & v_0 \frac{e}{c} A_x(t) \\ v_0 \frac{e}{c} A_x(t) & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Средняя энергия, получаемая материалом в единицу времени с единицы площади

$$Q_{\text{abs}} = \frac{1}{L^2} \sum_{l, \vec{p}, l', \vec{p}'} W(l, \vec{p}, l', \vec{p}') f(l, \vec{p}) (1 - f(l', \vec{p}')) \hbar \omega \quad (7)$$

где l, l' - номера зон, \vec{p}, \vec{p}' - квазиимпульсы электрона в начальном и конечном состояниях, $W(l, \vec{p}, l', \vec{p}')$ - вероятность перехода, $f(l, \vec{p})$ - функция распределения электронов. Поскольку влияние электромагнитной волны рассматривается как

возмущение, в качестве функций $f(\mathbf{l}, \vec{p})$, $f(\mathbf{l}', \vec{p}')$ возьмем равновесные функции Ферми-Дирака, полагая значение химического потенциала равным нулю. Вероятность перехода имеет вид:

$$W(\mathbf{l}, \vec{p}, \mathbf{l}', \vec{p}') = \frac{2\pi}{\hbar} |\int \Psi^*(\mathbf{l}', \vec{p}') \mathbf{H}' \Psi(\mathbf{l}, \vec{p}) d\vec{r}|^2 \delta(\varepsilon(\mathbf{l}', \vec{p}') - \varepsilon(\mathbf{l}, \vec{p}) - \hbar\omega), \quad (8)$$

где в качестве волновых функций возьмем собственные функции (4) невозмущенного гамильтониана кейновского спектра.

Коэффициент поглощения вычислим как отношение энергии, поглощенной в результате межзонных переходов в единицу времени с единицы площади, к энергии, падающей на единицу площади в единицу времени: $\alpha = Q_{abs}/Q_0$, $Q_0 = E_m^2 c / (2\pi)$. Таким образом,

$$\alpha = \frac{\pi e^2}{16\hbar c} \cdot \frac{\exp(\frac{\hbar\omega}{2T})}{1 + \cosh(\frac{\hbar\omega}{2T})} \left(1 + \left(\frac{2\Delta_0}{\hbar\omega} \right) \right) \theta(\hbar\omega - 2\Delta_0), \quad (9)$$

где $\theta(x)$ – функция Хэвисайда. На рисунке 2 представлена зависимость коэффициента поглощения от частоты падающей волны при различных значениях полуширины запрещенной зоны.

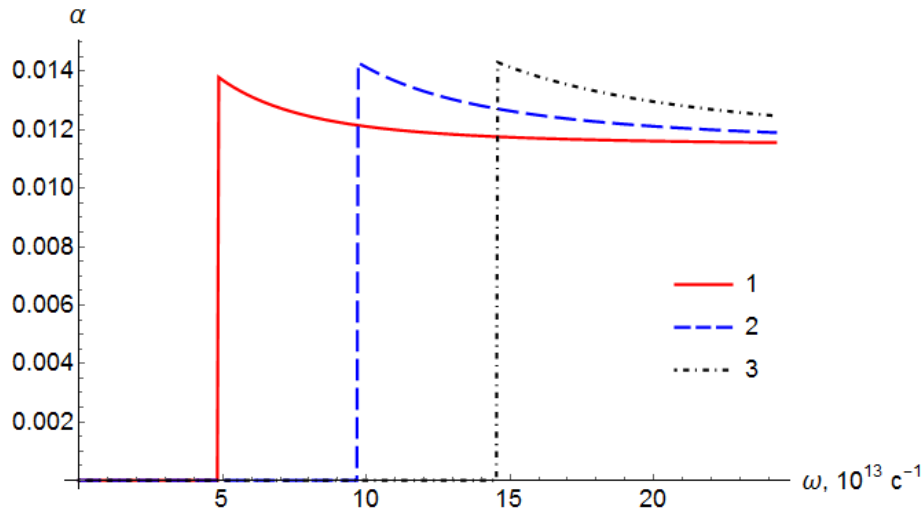


Рис 2. Зависимость коэффициента поглощения α от частоты падающей волны ω при разных значениях полуширины запрещенной зоны Δ_0 : 1 – $\Delta_0=0.04t_{\perp}$; 2 – $\Delta_0=0.08t_{\perp}$; 3 – $\Delta_0=0.12t_{\perp}$. Температура $T=90K$.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Perenzoni, J.P Douglas. Physics and Applications of Terahertz Radiation Springer, 2014 ,255 p.
2. V.L. Abdrakhmanov. *et al.* // arXiv:2003.05696 [cond-mat.mes-hall] 2020.
3. J.Nilsson *et al* // Phys. Rev. B. 2008. V 78. P. 045405.
4. A.V. Rozhkov *et al.* // Physics Reports. 2016. V 648. P. 1-104.
5. X.Fan. *et. al.* // EPL. 2015. V 112. P.58003.
6. E. O. Kane // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1957 .V 1. No 4. P. 249-261.
7. P.K. Chakrabortya, S. Choudhuryb, K.P. Ghatak // Physica B. 2007. V 387. P.333–343.

Оптическое таммовское состояние на границе одномерного фотонного кристалла и диэлектрической метаповерхности

Р.Г. Бикбаев^{1,2}, Д.Н. Максимов^{1,2}, П.С. Панкин^{1,2}, Чень К.-П.³, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, Красноярск

²Сибирский федеральный университет, Красноярск

³Национальный университет Чао-Тунг, Тайвань, Тайнань

Rashid-G-Bikbaev@ya.ru

Совмещение плазмонных и фотонных структур приводит к образованию гибридных систем, которые в последние годы представляют большой интерес для исследователей. Примером такой гибридной системы является двумерная решетка наночастиц, внедренная в резонатор Фабри-Перо [1]. Уникальные свойства таких систем приводят к появлению новых типов узкополосных поглотителей [2], лазеров [3], датчиков [4] и фотоприемников [5]. Подобные двумерные структуры (метаповерхности) могут использоваться в качестве зеркал для формирования локализованных состояний. Например, в работах [6,7] авторы показывают, что таммовский плазмон-поляритон (ТПП) может быть возбужден на границе раздела массива золотых нанодисков или серебряных нанополос и одномерного фотонного кристалла (ФК). Существенным недостатком таких систем являются потери, поэтому все чаще используются диэлектрические метаповерхности. Так, в работе [8] авторы предлагают узкополосные поглотители, которые состоят из низкоконтрастной решетки и конечного ФК с тонким поглощающим слоем графена. Следует отметить, что диэлектрические метаповерхности могут быть использованы не только в видимой [9] области спектра, но и в терагерцовой области [10]. Остается открытым вопрос об условиях существования и особенностях состояний, локализованных на границе ФК – диэлектрическая метаповерхность. В связи с этим в работе исследованы спектральные свойства одномерного ФК, ограниченного рядом кремниевых нанополос (рис. 1).

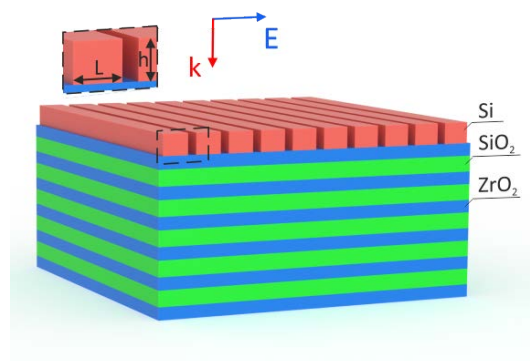


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой структуры.

Элементарная ячейка ФК состоит из слоев диоксида кремния (SiO_2) с толщиной $d = 165$ нм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.1$ и диоксида циркония (ZrO_2) с толщиной $d = 135$ нм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 4.16$. Двумерная структура с шириной нанополосы L имеет период p и высоту h . Направление падающего света на структуру и его поляризация показаны красным и синим цветами соответственно. Оптические свойства структур были рассчитаны с помощью коммерческого пакета Lumerical.

Локализованное состояние, такое как ТПП, может возбуждаться на границе двух отражающих сред. В нашей структуре отражение от ФК обеспечивается фотонной запрещенной зоной, положение которой зависит от толщины и диэлектрической

проницаемости ее слоев. Величина коэффициента и ширина полосы отражения от двумерной структуры может быть настроена путем изменения периода решетки, а также высоты и ширины нанополос. Нами были рассчитаны спектры отражения двумерной структуры без ФК при вариации ее параметров. Результаты расчетов показали, что наибольшее отражение достигается в диапазоне от 800 до 1200 нм для структуры с толщиной полосы $h = 250$ нм, шириной полосы $L = 300$ нм и периодом $p = 400$ нм.

Сопряжение двумерной структуры с ФК приводит к образованию между ними локализованных состояний. Рассчитанные спектры отражения исследуемой структуры изображены на рисунке 2. Из рисунка видно, что запрещенная зона ФК находится в диапазоне длин волн от 900 до 1100 нм и перекрывается с областью отражения двумерной структуры. В области их перекрытия внутри запрещенной зоны ФК возникает узкая спектральная линия ($\lambda = 1060$ нм). Эта линия соответствует состоянию, локализованному на границе раздела между ФК и двумерным массивом кремниевых нанополос.

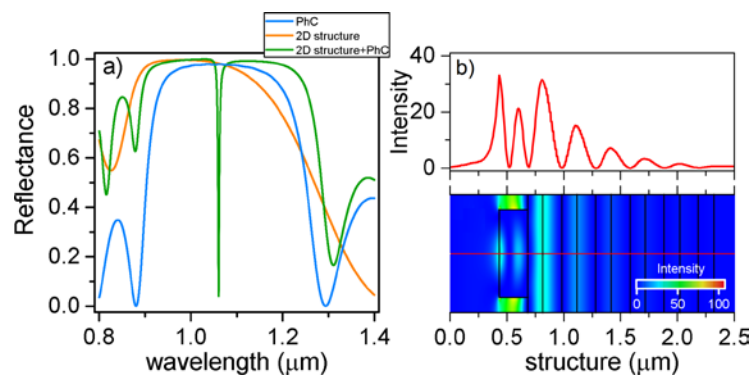


Рис. 2. (a) Спектры отражения исследуемой структуры и (b) распределение локальной интенсивности поля на длине волны локализованного состояния.

Распределение интенсивности поля на длине волны локализованного состояния показано на рис. 2b. Мы видим, что поле локализуется на границе раздела сред и экспоненциально убывает вглубь фотонного кристалла и двумерной решетки. Однако, в отличие от обычных таммовских состояний, в нашем случае поле также локализуется на передней границе двумерной среды. Важно отметить, что максимальная напряженность поля достигается не в центре полосы, а на ее границах. Это приводит к усилению поля в пространстве между кремниевыми нанополосами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-52-52006

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Ameling et.al. // *Laser& Photonics Rev.* 2013. V. 7. P. 141–169.
2. D. Chanda et.al. // *Nat. Commun.* 2011. V. 2. P. 477–479.
3. W. Zhou et.al. // *Nat.Nanotechnol.* 2013. V. 8. P. 506–511.
4. M. A. Schmidt. et.al. // *Nat. Commun.* 2012. V. 3. P. 1108.
5. R. J. Thompson. et.al. // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 110. P. 041105.
6. L. Wang and Y. Jiang. // *International Society for Optics and Photon-ics (SPIE, 2018), P. 26 – 31.*
7. I. Y. Chestnov et.al. // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 96. P. 245309.
8. S. Lee et.al. // *Sci. Reports.* 2019. V. 9. P. 4294.
9. C.-W. Hsu et.al. // *Light: Science & Applications.* 2013. V. 2. P. 84.
10. O. Mitrofanov et.al. // *APL Photonics.* 2018. V. 3. P. 051703/

Магнитооптическое управление излучением в фотонно-кристаллических структурах при возбуждении поверхностных мод

Головко П.В.¹, Игнатъева Д. О.^{1,2}, Калиш А.Н.^{1,2}, Белотелов В. И.^{1,2}

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

² Российский квантовый центр, Москва, Россия

golovko.pv18@physics.msu.ru

Магнитооптические свойства фотонных кристаллов вызывают значительный интерес, прежде всего, с точки зрения практических приложений для создания новых устройств обработки информации, основанных на магнитооптических эффектах. В недавнее время появились работы, посвященные поверхностным Блоховским, или Таммовским, состояниям света, реализуемых в фотонных кристаллах [1]. Особенностью таких состояний является значительное усиление магнитооптических эффектов при их возбуждении [2-5], достигаемое за счет чувствительности таких волн к намагниченности материалов. Такие структуры перспективны для создания магнитооптических модуляторов, предназначенных для управления интенсивностью оптического излучения в системах передачи данных, а также обработки оптической информации. Достоинством магнитооптических модуляторов является возможность их значительной миниатюризации и достижения высоких скоростей работы, однако эффективность их сравнительно невелика.

В данной работе продемонстрирована возможность повышения глубины модуляции вплоть до 100% за счет экваториального эффекта Керра при возбуждении Таммовских поверхностных волн в магнитном фотонном кристалле. В отличие от ряда других работ, структура подобрана таким образом, чтобы возбуждаемая волна имела поверхностный (эванесцентный) характер внутри феррита-граната. Эффект Керра является поверхностным эффектом, поэтому в этом случае усиливается влияние магнитного поля на коэффициент отражения структуры за счет магнитооптической модуляции поверхностной Таммовской моды.

Предложенная структура состоит фотонного кристалла, нанесенного на призму из материала с большим показателем преломления, поверх которой нанесена толстая пленка феррита-граната с показателем преломления $n=2.35+0.0038i$. (рис.1) Для возбуждения поверхностной моды призмным методом требуется призма из материала с большим показателем преломления в видимом диапазоне.

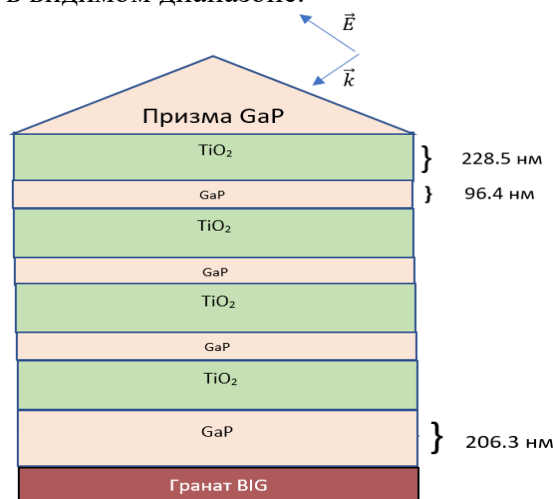


Рис. 1 Принципиальная схема гетероструктуры.

В роли такого материала может выступать полупроводник GaP с показателем преломления $n=3.1$. Феррит-гранат обладает большой магнитооптической активностью в видимом диапазоне длин волн, при этом и магнитооптическая активность, и поглощение в нем уменьшается с увеличением длины волны. По этой причине рабочей длиной волны

выбрана величина 780 нм. Поглощение при таком значении сравнительно мало, но магнитооптическая активность ещё достаточно большая. Отметим, что выбранная длина волны соответствует одной из типичных длин волн коммерчески доступных диодных лазеров.

Аналогично работам [4,5], для возбуждения высокодобротных поверхностных мод подобраны толщины слоев d_j фотонно-кристаллической структуры для реализации центра запрещенной зоны на рабочей длине волны $\lambda_{cen} = 780$ нм вблизи угла ПВО $\theta_{cen} = 49.29^\circ$:

$$d_m = \frac{\lambda_{cen}}{4n_m \cos\left[\arcsin\left(\frac{n_0}{n_m}\sin\theta_{cen}\right)\right]} \quad (1)$$

где λ_{cen} – центр запрещенной зоны, n_m – показатель преломления слоя ($m=1,2$), θ_{cen} – угол ПВО.

Для слоев TiO_2 и GaP толщины слоев соответствуют 228.5 нм и 96.4 нм. Для достижения оптимальных условий для возбуждения поверхностной моды число пар слоев в ФК $N = 4$, последний слой является дефектным и имеет толщину 206 нм.

Спектр отражения такой структуры представлен на рис. 2 (а).

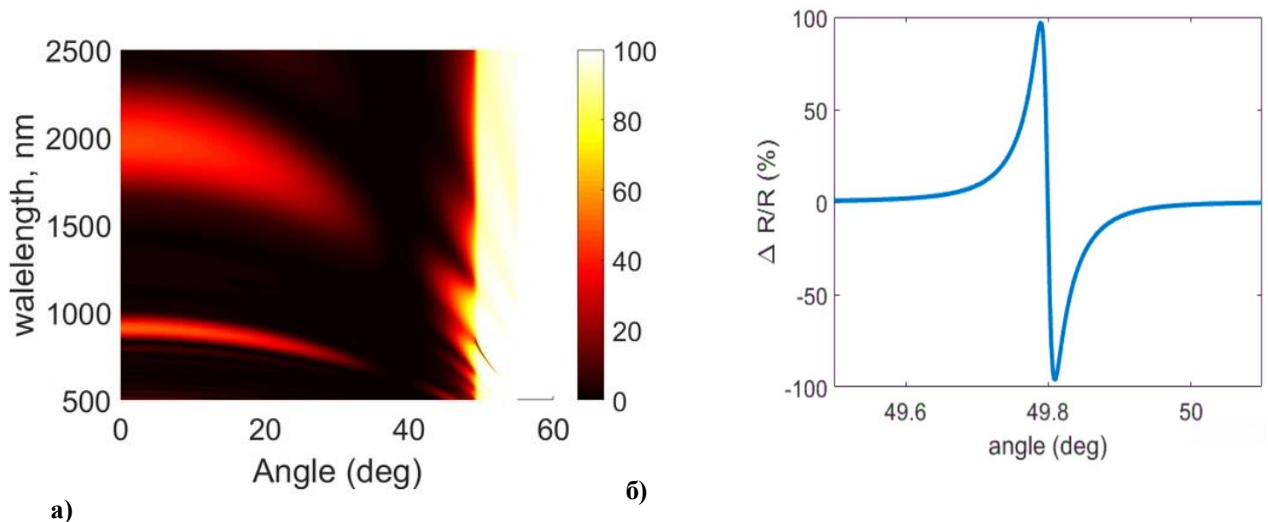


Рис.2 (а) Спектр отражения фотонно-кристаллической структуры с гранатом в координатах (θ, λ) . (б) Угловой спектр экваториального эффекта Керра на длине волны 780 нм.

При выбранных параметрах структуры наблюдается достаточно узкий и глубокий резонанс ($R_{min} = 0.96\%$) на длине волны 780 нм, добротность резонанса составляет $Q=77$. Рассчитаны характеристики возбуждаемой поверхностной Таммовской моды: глубина проникновения в феррит-гранатовую пленку составляет $L_{depth} = 1.3$ мкм, значение длины пробега моды $L_{path} = 35.2$ мкм.

Для выбранной структуры был рассчитан угловой спектр экваториального эффекта Керра (относительного изменения коэффициента отражения при перемагничивании) при значении коэффициента гирации $g=0.022$ (рис. б). Видно, что за счет возбуждения Таммовской моды и смещения резонанса вследствие магнитооптической модуляции ее постоянной распространения, экваториальный эффект Керра существенно возрастает и может достигать 98%. Эта величина существенно больше величины ЭЭК в гладких феррит-гранатовых пленках, составляющей порядка 0.01%.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-72-10139.

ЛИТЕРАТУРА

1. Konopsky, V. N., Alieva, E. V. (2007). Photonic crystal surface waves for optical biosensors. *Analytical chemistry*, 79(12), 4729-4735.
2. Romodina, M. N., Soboleva, I. V., Musorin, A. I., Nakamura, Y., Inoue, M., Fedyanin, A. A. (2017)// *Physical Review B*, 96(8), 081401.
3. Merzlikin, A. M., Vinogradov, A. P., Dorofeenko, A. V., Inoue, M., Levy, M., Granovsky, A. B. (2007)// *Physica B: Condensed Matter*, 394(2), 277-280.
4. Игнатъева Д. О. и др. // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2016. – Т. 104. – №. 10. – С. 689-694.
5. Ignatyeva D. O. et al. // *Scientific reports*. – 2016. – Т. 6. – С. 28077.

Исследование голографического формирования двумерных дифракционных оптических элементов бесселеподобным и Гауссовым световым полем в фотополимерном материале

В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович

Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР)
vital2@mail.ru, shr@tusur.ru

Понятие преодоление дифракции действительно очень привлекательное с точки зрения многочисленных приложений, в том числе атомной оптики и медицинской визуализации. Типичными примерами таких лучей являются пучки Бесселя, пучок Гаусса-Лаггера, пучки Матье, Эйри лучи и др. [1]. В проекции на плоскость, перпендикулярную к оси распространения, такие лучи выглядят как яркое пятно, окруженное системой концентрических колец, а их профиль описывается функцией Бесселя первого рода, что и послужило поводом для их названия [2]. На данный момент, существует множество работ, посвященных формированию бесселеподобных световых пучков, и эта тема остается актуальной в виду большого количества и разнообразия практических приложений таких пучков. Таким образом, поиск доступных способов формирования таких пучков представляется актуальным на сегодняшний день.

Ранее в работах [3] было проведено исследование по голографическому формированию одномерных ДОЭ с помощью бесселеподобных световых пучков. Полученный ДОЭ позволяет преобразовывать проходящее Гауссово световое поле в бесселеподобное. Также, в работе [3] представлена теоретическая модель голографического формирования ДОЭ с помощью бесселеподобного и Гауссового светового поля с учетом двухпучковых взаимодействий и малых контрастов. Представленная теоретическая модель позволяет учитывать усиление боковых максимумов у дифрагировавшего светового пучка, вследствие влияния эффекта самодифракции, при котором происходит обмен энергии между пучками.

В данной работе представлено исследование по голографическому формированию двумерных ДОЭ с учетом двухпучковых взаимодействий.

Бесселевы и кольцевые пучки могут генерироваться с использованием амплитудных транспарантов и фокусирующей линзы [4]. В качестве амплитудного транспаранта использовалась металлическая пластина с кольцевой щелью. АТ находился в задней фокальной плоскости фокусирующей линзы и был освещен лазерным пучком света. Схема установки для генерации бесселеподобного пучка изображена на рис. 1.

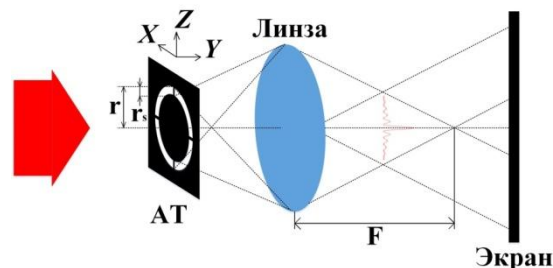


Рис. 1. Схема установки формирования бесселеподобного светового пучка

Электрическое поле в передней фокальной плоскости линзы соответствует преобразованию Фурье падающего электрического поля. Вызванное круговой симметрией системы это преобразование Фурье может быть записано как преобразование Фурье-Бесселя [4]:

$$E_s(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{i\lambda F} \int_0^\infty r' A \delta(\mathbf{r} - r_s) J_0(2\pi r' \rho) dr',$$

где \mathbf{r} – радиальная компонента, λ – длина волны, F – фокусное расстояние линзы, A – амплитудное распределение падающей волны, δ – дельта функция Дирака, r_s – диаметр щели, $\rho = r/\lambda F$, J_0 – функция Бесселя 0-го порядка.

Решением выше стоящего выражения является [4]:

$$E_s(\mathbf{r}) = A \frac{2\pi r_s}{i\lambda F} J_0\left(\frac{2\pi r_s}{i\lambda F}\right), \quad (1)$$

которое имеет тот же вид, что и уравнение функции Бесселя нулевого порядка.

Выражение (1) служит для описания распределения электрического поля теоретического бesselеподобного пучка, полученного с помощью схемы на рис. 1.

Для создания ДОЭ с применением ФПМ использовались два пучка света с длиной волны 633 нм. Опорный записывающий пучок с амплитудным распределением Гаусса $E_0(\mathbf{r})$ и сигнальный с бesselеподобным $E_1(\mathbf{r})$. Записывающий сигнальный пучок формировался согласно схеме установки рис. 2. Опорный и сигнальный записывающие пучки падали на границу образца под углами θ_0 и θ_1 (рис. 2(а)). Таким образом, световое поле на входной границе образца описывается выражением [3]:

$$E(t, \mathbf{r}) = \sum_{j=0,1} \mathbf{e}_j \cdot \mathbf{E}_j \cdot \exp\left[i(\omega \cdot t - \mathbf{k}'_j \cdot \mathbf{r})\right],$$

где \mathbf{e}_j – вектор поляризации; \mathbf{r} – радиус-вектор; $\mathbf{k}'_j = k \cdot \mathbf{N}_j$, $k = n \cdot \omega / c$ – волновое число и \mathbf{N}_j – нормаль к волновому фронту, n – показатель преломления.

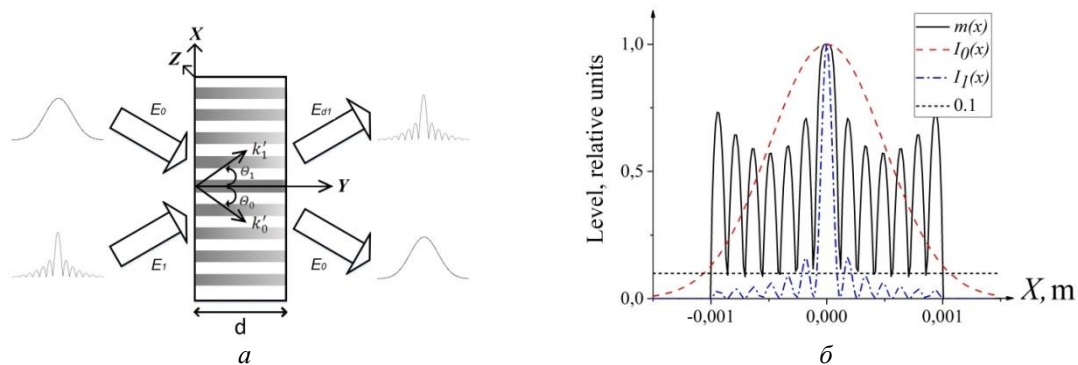


Рис. 2. Пространственная геометрия записи (а) и локальный контраст интерференционной картины (б)

При голографическом формировании ДОЭ внутри образца распределение интенсивности записывающего поля изменяется во времени согласно интерференционной картине сигнального и опорного пучка. В местах, где уровень контрастности невелик (<0.1 , рис. 2(б)), образуется дополнительная решетка из-за влияния эффекта самодифракции. Полученная неоднородность амплитудно-фазового профиля ДР влечет к обмену энергией между боковыми максимумами у дифрагировавшего пучка. Вследствие чего, в местах малого контраста, локальные максимумы усилены по уровню по сравнению с сигнальным пучком. В области высокого контраста дополнительная решетка не формируется и запись остается линейной.

На рисунке 3 продемонстрирована экспериментальная установка по голографическому формированию (рис. 3(а)) и считыванию ДОЭ (рис. 3(б)). Для формирования опорного светового пучка с Гауссовым распределением интенсивности использовался Гелий-Неоновый лазер с длиной волны излучения 633 нм. Выходные

параметры опорного светового пучка – диаметр один миллиметр и мощность два мили Ватта. Для оптического разделения опорного пучка использовался светоделительный куб (СК). Один из лучей использовался для формирования сигнального бесселеподобного пучка посредством схемы установки как на рис. 1. Амплитудный транспарант (АТ) имел следующие геометрические параметры: ширина концентрической щели 0.05 мм и диаметр кольца 0.4 мм. АТ находился в задней фокальной плоскости фокусирующей линзы (Л). Фокус линзы соответствовал 23 см. Образец с ФПМ был установлен на расстоянии 15 см от линзы. Угол падения двух записывающих пучков составлял 5 градусов. Под действием светового излучения происходит полимеризация материала, согласно интерференционной картине падающих пучков, и образуется ДС в ДОЭ. В качестве ФПМ использовались фотополимерные пленки «ГФПМ633.5» производства ООО «Полимерные голограммы – Новосибирск». Толщина слоя ФПМ составляла 45 ± 5 мкм. Фиксация распределения интенсивности прошедших световых пучков велась с помощью ПЗС-камеры (А). Считывание полученного ДОЭ осуществлялось путем перекрытия шторкой (Ш) сигнального пучка и просвечиванием ДОЭ только опорным Гауссовым пучком.

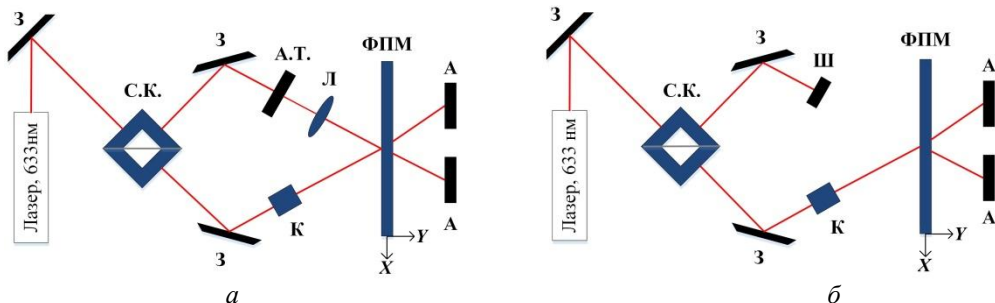


Рис. 3. Схема установки для формирования ДОЭ (а) и считывания ДОЭ (б)

Для сопоставления теоретической модели из [3] и полученных экспериментальных данных были рассчитаны амплитудные профили n_1 в областях локальных максимумов распределения $n_1(\tau, x, y, z)$ по координате X и Z , и соответствующие им уровни дифрагированного светового пучка.

На рис. 4(а, б) приведены нормированные (относительно максимального значения уровня) профили интенсивности теоретического сигнального пучка, рассчитанного по выражению (1) (1 – серая линия), экспериментального дифрагировавшего пучка (красная пунктирная линия), сигнального светового пучка (пунктирная синяя линия), и численное моделирование дифрагировавшего пучка в точках максимума (черные кружки) вдоль координат X и Z . На рис. 4(в) приведены двумерные профили интенсивности Гауссова, сигнального и дифрагировавшего пучка от расстояния между линзой и ПЗС-камерой. Сигнальный пучок был получен с помощью установки, изображенной на рис. 1.

Из рис. 4(а) видно, что боковые максимумы у дифрагировавшего пучка вдоль оси X , полученного с помощью численного моделирования и эксперимента, усилены по уровню, вследствие влияния эффекта самодифракции. На рис. 4(б) усиление боковых максимумов у дифрагировавшего пучка вдоль оси Z не происходит, это объясняется тем, что в рассматриваемой геометрии записи лучевые нормали N_j лежат в одной плоскости XZ , поэтому члены вида $(N_j \cdot y) \partial E_{0,1} / \partial y$ равны 0 [5]. Следовательно, энергообмена между частями световых пучков, находящих в различных поперечных сечениях области оптического взаимодействия плоскостями $r \cdot y = \text{const}$, не происходит, и трехмерная задача оптического взаимодействия сводится к

квazitрехмерной [5]. Также было рассчитано среднеквадратическое отклонение уровня максимумов у дифрагировавшего пучка, который был получен экспериментальным и численным методом, и оно составило 5.4 процентов.

Из рис. 4(в) можно заметить, что ширина сигнального и дифрагировавшего светового пучка остается практически постоянной, тогда как ширина Гауссова пучка изменяется в разы. Следовательно, полученные бесселеподобные пучки обладают бездифракционными свойствами.

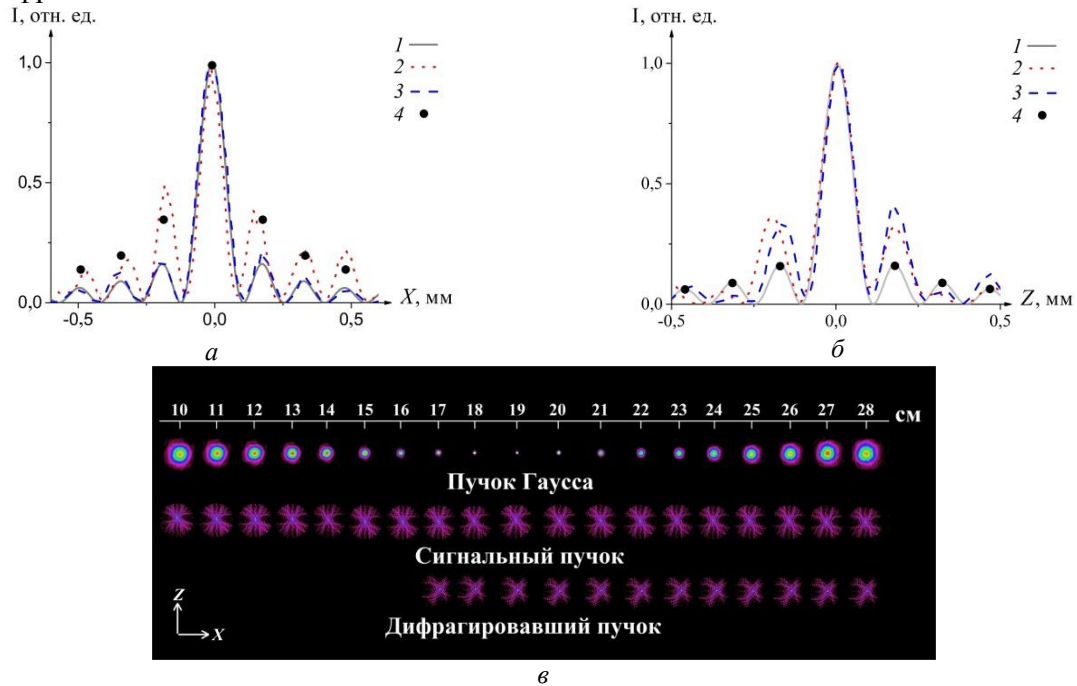


Рис. 4. Нормированный профиль интенсивности теоретического бесселеподобного пучка (1), дифрагировавшего (2) и сигнального (3) пучка, численное моделирование дифрагировавшего пучка в точках максимума (4) вдоль координаты X (а) и Z (б); двумерные профили интенсивности Гауссова, сигнального и дифрагировавшего пучка от расстояния между линзой и ПЗС-камерой (в)

Таким образом, в данной работе проведено исследование голографического формирования двумерных ДОЭ в ФПМ с учетом двухпучковых взаимодействий записывающих световых пучков, позволяющих преобразовывать Гауссово световое поле в двумерное бесселеподобное. Проведено сопоставление численного моделирования и полученных экспериментальных данных для дифрагировавшего светового пучка. Среднеквадратическое отклонение экспериментальных данных с теоретической моделью составило 5.4 процента.

Работа выполнена в рамках Госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/30).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. 2009. Т. 33. №. 1. С. 70.
2. T. Wulle, S. Herminghaus // Physical Review Letters. 1993. V. 70. P. 1401.
3. Dolgirev V. O., Dudnik D. I., Sharangovich S. N., Semkin A. O. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1400. P. 065027.
4. J. Arlt, V. Garces-Chavez, W. Sibbett, K. Dholakia // Opt. Commun. 2001. V. 197. P. 239.
5. С. Н. Шарангович // Радиоэлектроника и электроника. 1995. С. 1211

Взаимодействие света с пропускающими многослойными неоднородными фотополимерными голографическими дифракционными структурами

Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
drinza10@gmail.com

В настоящее время пристальное внимание исследователей обращено к голографическому методу создания наноразмерных периодических дифракционных структур, в связи с возможностью их применения в области оптической связи и обработки информации. К данному направлению относится исследование формирования многослойных неоднородных голографических дифракционных структур (МНГДС) на основе фотополимерных материалов (ФПМ).

МНГДС представляют собой набор слоев из неоднородных решеток, сформированных голографическим способом в поглощающих ФПМ, разделенных оптически однородными промежуточными слоями. Благодаря возможности управления видом селективного отклика и дифракционными характеристиками таких структур, они имеют перспективу найти широкое практическое применение в качестве элементов мультиплексоров/демультиплексоров, спектральных фильтров, сенсоров, межсоединений в оптических линиях связи [1,2].

В работах [2-6] представлены модели дифракции плоских волн на многослойных дифракционных структурах, которые учитывают лишь определенный вид однородности или не учитывают её совсем. Однако, при решении задачи записи голографических дифракционных структур, в том числе и многослойных, в фотополимерных материалах, было установлено, что амплитуда пространственных профилей показателя преломления в процессе записи может быть существенно неоднородной, как показано в работах [7,8].

Целью работы является разработка аналитической модели взаимодействия световых пучков с неоднородной многослойной голографической дифракционной структурой, которая описывает угловые спектры и пространственные распределения дифракционного поля с использованием формализма передаточных функций, для дальнейшего исследования путем численного моделирования дифракционных характеристик таких структур при различных профилях показателя преломления.

В данной работе рассматривается процесс считывания МНГДС произвольно поляризованным монохроматическим световым пучком в пренебрежении остаточным поглощением ФПМ $E^0(\mathbf{r}, t)$. Геометрия дифракции на МНГДС представлена на Рис. 1. E^0 – падающий (считывающий пучок). E_0^n , E_1^n прошедший и дифрагировавший в первый порядок пучки.

Распределение дифрагирующих пучков на выходе n -го слоя МНГДС зависит от распределения дифрагирующих пучков на выходе предыдущего слоя.

Для определения дифракционного светового поля на выходе МНГДС, состоящей из N ГДС на основе ФПМ, которые разделены $N-1$ промежуточными слоями A , воспользуемся матричным методом описания преобразования плоских световых волн в многослойных средах [3, 9]. При этом, для произвольного времени записи результирующий нормированный пространственный профиль амплитуды первой гармоники может быть неоднородным в силу условий записи. Таким образом, неоднородность должна быть учтена при решении дифракционной задачи. Зависимость

профиля показателя преломления вдоль оси y возможно аппроксимировать функцией специального вида:

$$n_1(y, c, s, t) = ch^{-1}[c(sy - t)]. \quad (1)$$

Параметры c , s , t определяют, соответственно, степень неоднородности, асимметрии и смещения.

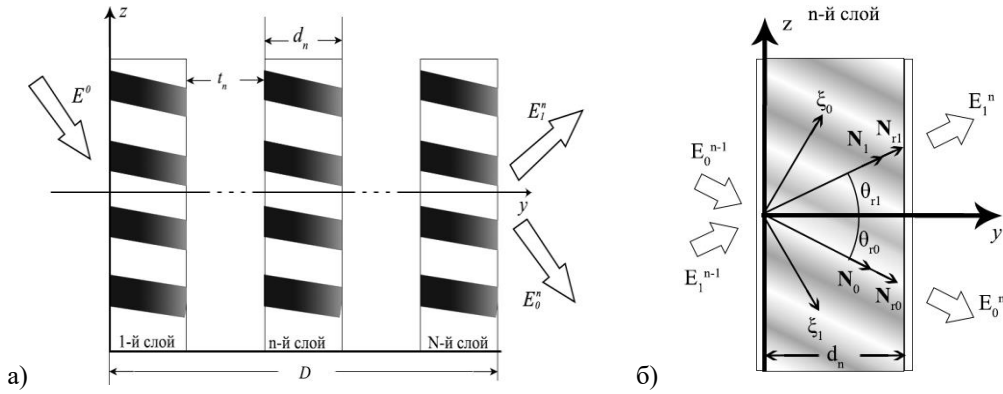


Рис. 1. Схема дифракции: на МНГДС (а); на n -ом слое МНГДС (б)

Взаимодействие световых полей 0-го и 1-го дифракционных порядков в n -м слое МНГДС толщиной d_n представляется в виде (2):

$$\mathbf{E}^n = \mathbf{T}^n \times \mathbf{E}^{n-1}, \quad (2)$$

где введены обозначения:

$$\mathbf{E}^n = \begin{bmatrix} E_0^n(\omega, \theta) \\ E_1^n(\omega, \theta) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^{n-1} = \begin{bmatrix} E_0^{n-1}(\omega, \theta) \\ E_1^{n-1}(\omega, \theta) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}^n = \begin{bmatrix} T_{00}^n(\omega, \theta) & T_{10}^n(\omega, \theta) \\ T_{01}^n(\omega, \theta) & T_{11}^n(\omega, \theta) \end{bmatrix}.$$

Здесь \mathbf{T}^n – матричная передаточная функция (матрица перехода) n -го слоя МНГДС; $E_i^{n-1}(\omega, \theta)$, $E_i^n(\omega, \theta)$ – ЧУС на входе и выходе n -го слоя.

Компоненты матрицы перехода \mathbf{T}^n определяются на основе полученных в данной работе аналитических решений двумерных уравнений связанных волн в частных производных и описываются выражениями (3)-(6):

$$T_{00}(\omega, \theta) = 1 - \frac{b_0^m}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (3)$$

$$T_{01}(\omega, \theta) = -i \frac{b_0^m}{2} \sqrt{\frac{v_1}{v_0}} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \cosh^{-1}\left[c(s(1-q)/2 - t)\right] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha; 1; w) dq, \quad (4)$$

$$T_{10}(\omega, \theta) = -i \frac{b_1^m}{2} \sqrt{\frac{v_0}{v_1}} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \cosh^{-1}\left[c(s(1-q)/2 - t)\right] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha; 1; w) dq, \quad (5)$$

$$T_{11}(\omega, \theta) = 1 - \frac{b_1^m}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (6)$$

где ${}_2F_1(a, b, c; z)$ – гипергеометрическая функция Гаусса;

$$w = \frac{\sinh[cs(1-q)/2] \sinh[cs(1+q)/2]}{\cosh[ct] \cosh[c(s-t)]}; \quad A = (cs \cdot \cosh[ct] \cosh[c(s-t)])^{-1}; \quad \alpha = b_j^m;$$

$$b_j^m = \frac{d_n \cdot C_j^m}{\sqrt{v_0 v_1}}; \delta = d_n (\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1 / 2v_1); d_n - \text{толщина } n\text{-го слоя}; \eta_j = \pm \sin \theta_{ij}; v_j = \cos \theta_{ij}; \theta_{ij}$$

– углы между групповыми нормальными \mathbf{N}_{ij}^m и осью y (рис 1б); C_j^m - коэффициенты связи; параметры c, s, t берутся для каждого слоя, согласно аппроксимирующей функции (1).

Следует отметить, что в частном случае взаимодействия плоских волн в МНГДС на основе ГДС с однородными профилями $n_1(y)$, компоненты T_{ij} матрицы перехода \mathbf{T}^n , переходит в известные [1,3].

В МНГДС промежуточный слой толщиной t_n (рис. 1а) дает фазовый набег, и если считать, что показатель преломления промежуточного слоя равен показателю преломления голограммы, то матрица перехода \mathbf{A}^n (7) для такого слоя будет выглядеть следующим образом:

$$\mathbf{A}^n = \begin{bmatrix} \exp(-i(\mathbf{k}_1^n \cdot \mathbf{y}_0)t_n) & 0 \\ 0 & \exp[-i(\mathbf{k}_0^n \cdot \mathbf{y}_0)t_n] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp\left[\frac{-i \cdot \Delta K \cdot t_n}{d_n}\right] \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Перемножив матрицы перехода всех слоев, можно получить связь между входным полем \mathbf{E}_0 и дифракционным полем \mathbf{E}^N на выходе МНГДС толщиной D (8):

$$\mathbf{E}^N = \mathbf{T} \times \mathbf{E}_0, \quad (8)$$

где $\mathbf{T} = \mathbf{T}^N \times \mathbf{A}^{N-1} \times \mathbf{T}^{N-1} \times \dots \times \mathbf{A}^n \times \mathbf{T}^n \times \dots \times \mathbf{A}^1 \times \mathbf{T}^1$ – матричная передаточная функция (матрица перехода) всей МНГДС; $D = \sum_{n=1}^N d_n + \sum_{n=1}^{N-1} t_n$, $\mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega, \theta) \\ 0 \end{bmatrix}$, $E_0(\omega, \theta)$ – ЧУС падающего на МНГДС светового пучка.

Полученные передаточные функции создают математическую основу для расчета селективных свойств МНГДС, а именно: зависимости дифракционной эффективности от угла падения и центральной частоты считывающего пучка. Для этого в выражениях (3) – (6) необходимо воспользоваться зависимостями модуля вектора фазовой расстройки ΔK от угла падения и частоты считывающего пучка с учетом дисперсии показателя преломления ФПМ (9).

$$\Delta K = \Delta K(\theta) + \Delta K(\omega), \quad (9)$$

где $\Delta K(\theta) = (D/B)\theta$, $\Delta K(\omega) = (C - AD/B)\omega$, а коэффициенты A, B, C, D определены в [9].

В процессе формирования МНГДС, может происходить искажение пространственной структуры голограмм (изменение периода и углов наклона решеток), вследствие различной усадки материала на каждом слое, связанной с изменением интенсивности (затуханием) формирующих пучков при прохождении от слоя к слою. Начальное значение вектора фазовой расстройки ΔK для каждого слоя является параметром, описывающим искажение пространственной структуры голограммы.

На основе представленной теоретической модели исследованы селективные свойства многослойной структуры, состоящей из трех одинаковых голограмм с куполообразным профилями показателя преломления (рис. 2а) и спадающим профилями показателя преломления на каждом слое (рис. 2б). Толщина промежуточного слоя $t_n = 150$ мкм, толщина одного слоя голограммы $d_n = 50$ мкм. При моделировании учтена различная степень усадки материала на каждом слое.

Из полученных результатов видно, что при численном моделировании селективности рассмотренных структур имеют ряд локальных максимумов, количество

и ширина которых определяются толщиной промежуточных слоев и объемных голограмм, с увеличением количества слоев увеличивается число локальных максимумов, огибающая совпадает с контуром селективности одной голографической решетки, а интенсивность локальных минимумов может не достигать нуля.

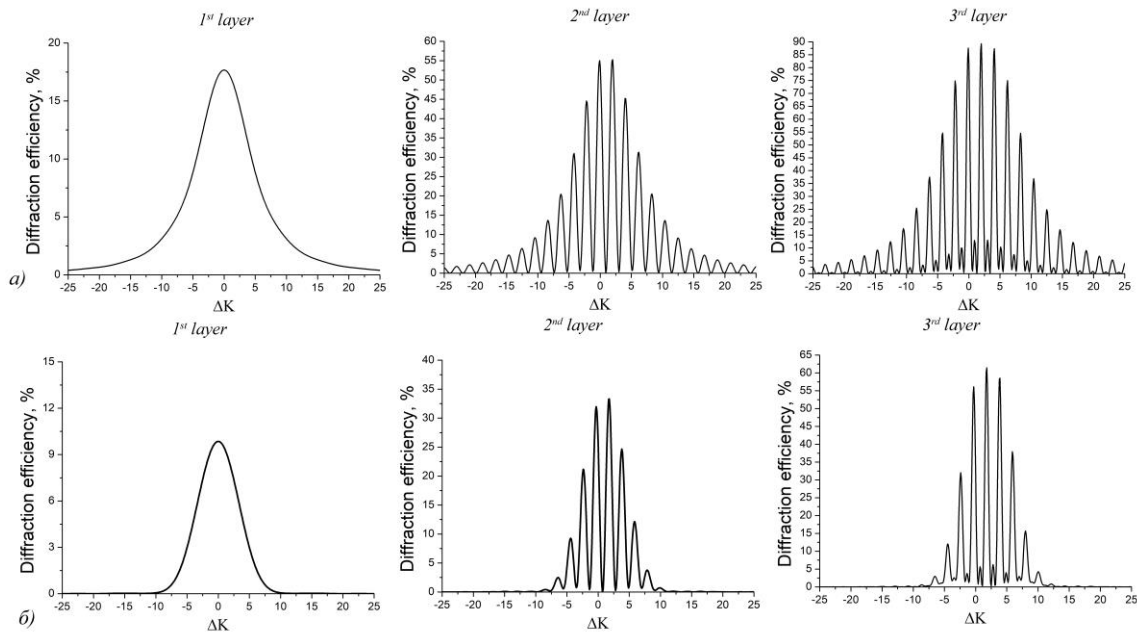


Рис. 2. Селективности МНГДС со спадающим (а) и куполообразным (б) профилем показателя преломления

Вследствие введённого параметра, учитывающего искажение пространственной структуры голограммы, можно наблюдать смещение характеристики селективных свойств МНГДС от слоя к слою, а также асимметрию боковых лепестков.

Таким образом, в работе представлена самосогласованная аналитическая модель взаимодействия световых пучков с МНГДС на основе ФПМ, которая описывает угловые спектры и пространственные распределения дифракционного поля с использованием формализма передаточных функций. Выражения (2) - (9) создают математическую основу для расчета селективных свойств МНГДС, а также для описания преобразование светового излучения со сложным ЧУС при его взаимодействии с МНГДС на основе ФПМ. Представленная модель учитывает при решении дифракционной задачи реальные физические механизмы протекающие в процессе формирования МНГДС и приводящие к неоднородности изменения показателя преломления, а также усадке регистрирующего материала.

Работа выполнена в рамках Госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/30).

ЛИТЕРАТУРА

1. G.P. Nordin et al. // Opt. Lett. 1992. V. 17. No 23. P. 1709
2. Y. Aimin et al. // JOSA A. 2008. V. 26. No 1. P. 135
3. E.F. Pen et al. // Quantum Electronics. 2010. V. 40. No 10. P. 919
4. X. Yan et al. // Applied Phys. B. 2019. V. 125. No 5. P. 1
5. S. S. Wang et al. // Applied opt. 1995. V. 34. No 14. P. 2414
6. X. Yan et al. // Opt. Exp. 2014. V. 22. No 21. P. 26128
7. S.N. Sharangovich et al. // Proc. of SPIE. 2004. V. 5464. P. 399
8. Д.И. Дудник и др. // Сборник трудов XI Межд. конф. «ФПО-2019». 2019. С. 176
9. S.N. Sharangovich et al. // Radiotekhnika i Elektronika. 1995. V. 40. No 4. P. 1211

Обратный эффект Фарадея при возбуждении ТЕ-поляризованных мод в планарных наноструктурах

А.А. Жданюк¹, Д.О. Игнатъева^{1,2}, А.Н. Калиш^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,2}

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

²Российский квантовый центр, Москва, Россия
zhdaniuk.aa18@physics.msu.ru

Оптомагнитные свойства материалов в оптических волноводах – структурах, которые могут состоять из тонкой пленки из магнитного диэлектрического вещества с коэффициентом преломления n_0 , нанесенной на подложку с меньшим коэффициентом преломления n_1 ($n_1 < n_0$) [1] – активно изучаются в течение нескольких последних десятилетий. Возможность управлять магнитными свойствами среды с помощью света открывает широкие возможности для создания магнетронной логики – направления научно-технической деятельности, сфокусированной на создании новых носителей информации, позволяющих записывать большее количество данных на меньших носителях. Уже сегодня магнитооптические и оптомагнитные свойства веществ используются для создания оптической записи и считывания информации. Создание схемотехники на основе магнетронной логики – это альтернативный путь развития информационных технологий, который многими считается более оптимальным аналогом современных традиционных компьютеров.[1,2].

В данной работе было изучено возникновение обратного эффекта Фарадея при возбуждении собственных мод планарного волновода из феррита-граната. В отсутствие внешнего магнитного поля собственные моды имеют линейную поляризацию, и, следовательно, не могут индуцировать поле обратного эффекта Фарадея, определяемое как $H_{IFE} = \alpha \text{Im}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ [4]. Однако приложение внешнего магнитного поля в полярной или меридиональной конфигурации вызывает появление добавок ортогональной поляризации, а сама поляризация моды становится эллиптической. Таким образом, оказывается возможным наблюдать обратный эффект Фарадея при возбуждении волноводных мод в планарных феррит-гранатовых пленках. Рассмотрим этот процесс детально.

В данной работе был смоделирован ход света в планарном волноводе, состоящем из феррита-граната толщиной $h = 1300$ нм с показателем преломления $n = 2,25$. Сверху и снизу от него находятся две обкладки из гадолиний-галлиевого граната – немагнитного материала с показателем преломления $n = 1,95$. Схематично структура представлена на рис.1. Рабочая длина волны была выбрана $\lambda = 650$ нм, и соответствует, с одной стороны, области прозрачности материала, а с другой – большому магнитооптическому отклику ($g \approx 0.01$).

В планарном волноводе могут возбуждаться поперечно-электрические (ТЕ) и поперечно-магнитные (ТМ) моды, отличия между которыми состоят в том, что при ТМ-модах компоненты электромагнитного поля E_y , H_x и H_z отличны от нуля, а при ТЕ-модах – E_x , E_z и H_y [1]. Толщина волновода в данной задаче была выбрана так, чтобы на данной длине волны возбуждалось 5 ТЕ-мод и 5 ТМ-мод.

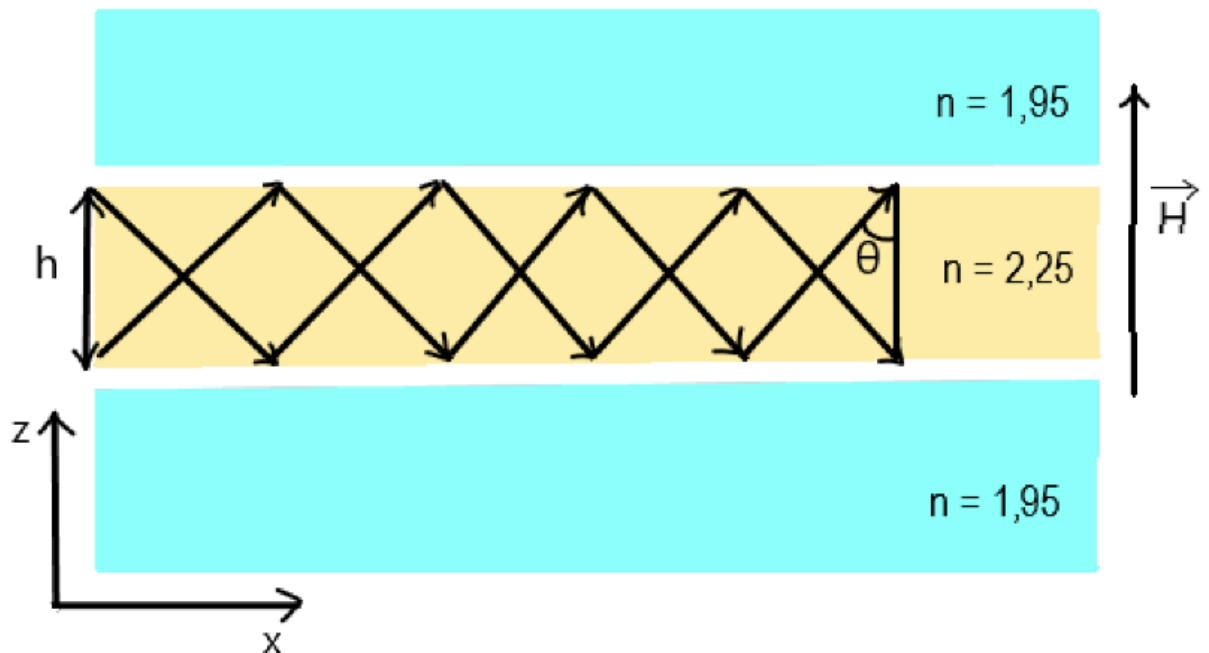


Рис. 1. Схема распространения света в планарном волноводе, использованном в работе.

Рассматривая задачу с точки зрения геометрической оптики, можно представить распространение электромагнитного излучения в волноводе как две плоские волны, движущиеся внутри проводящего слоя по зигзагообразной траектории, испытывая полное внутреннее отражение на границах с верхней и нижней подложкой. Используя формулы Френеля для отраженного света, мы получили серию уравнений, определяющих эффективный показатель преломления электромагнитного излучения в зависимости от длины волны света и толщины волновода:

$$\frac{2\pi}{\lambda} h = \frac{1}{\sqrt{n_0^2 - n_m^2}} \cdot \left(\pi\rho + \operatorname{arctg} \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^x \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_1^2}{n_0^2 - n_m^2}} + \operatorname{arctg} \left(\frac{n_0}{n_2} \right)^x \cdot \sqrt{\frac{n_m^2 - n_2^2}{n_0^2 - n_m^2}} \right), \quad (1)$$

где $\chi = 0$ для ТЕ-мод, $\chi = 2$ для ТМ-мод, число m определяет номер моды [1]. В данной задаче $n_1 = n_2 = 1,95$ (структура симметрична). Зависимость показателя преломления моды n_β от длины волны света λ для разных ТЕ-мод представлена на рис. 2. Были определены значения n_β на рабочей длине волны $\lambda = 650$ нм.

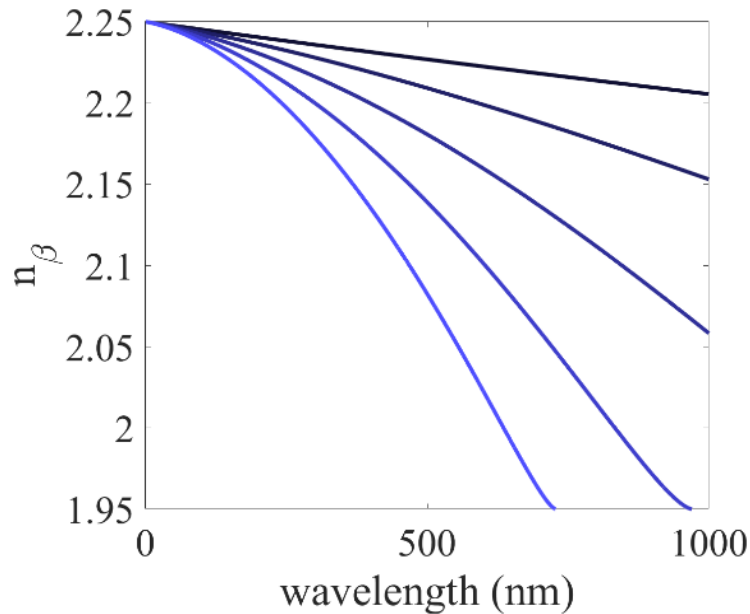


Рис. 2. График зависимости показателя преломления моды от длины волны на TE-модах. Цвет графика светлеет с увеличением номера моды.

Из уравнений Максвелла для локализованной TE-моды модовая функция $\xi_y(x)$ была определена следующим образом:

$$\xi_y(x) = \begin{cases} Ce^{-qx}, & x \geq 0 \\ C \left[\cos(tx) - \frac{q}{t} \sin(tx) \right], & -h \leq x < 0 \\ C \left[\cos(ht) + \frac{q}{t} \sin(ht) \right] e^{p(x+h)}, & x < -h \end{cases} \quad (2)$$

Величины q , p и t были найдены из волнового уравнения для E с учетом однородности и изотропности среды. Константа C рассчитана из условия нормировки таким образом, чтобы поле $\xi_y(x)$ соответствовало потоку мощности на единицу ширины по направлению координаты y величиной 1 Вт/м [5]. При помощи полученных ранее величин n_β найдены максимальные значения $\xi_y(x)$ для каждой рассматриваемой моды.

Как было отмечено выше, при наличии намагниченности возникают ТМ-добавки к ТЕ-поляризации ненамагниченного волновода. Для проведения аналитической оценки их величины, рассмотрим эффект Фарадея на модах с известным распределением E_y с учетом намагниченности слоя из феррита-граната. Линейно-поляризованное световое излучение, которое распространяется в магнитной среде по направлению намагниченности, поворачивает свою плоскость поляризации на некоторый угол, называемый углом Фарадея, и определяемым из соотношения:

$$\Phi = \Phi_F h = c^{-1} \omega \Delta n h \approx \frac{\omega g h}{2 c n_0} \quad (3)$$

где Φ_F — удельное фарадеевское вращение [3], ω — частота светового излучения, h — толщина проводящей среды, g — коэффициент, описывающий магнитооптические свойства вещества.

Таким образом, внутри намагниченного по нормали к поверхности феррит-гранатового слоя у моды, изначально имевшей только E_y -компоненты, возникает поворот поляризации и появляются E_x компоненты. После поворота поляризации вследствие эффекта Фарадея на угол Φ амплитуды компонент поля стали равны:

$$E_{y_1} = E_y \cdot \cos \Phi \quad (4)$$

$$E_{x_1} = E_y \cdot \sin \Phi \quad (5)$$

Индуцируемое за счет обратного эффекта Фарадея электромагнитное поле $H_{eff} = E_x E_y \sin \psi$, где ψ – разность фаз между компонентами. Так же из найденных ранее величин были посчитаны значения θ — угол распространения волновой моды. Таким образом, в приближении $\sin \psi \approx 1$ амплитуда индуцируемого поля может быть рассчитана из произведения (4) и (5), за E_y взяли соответственные максимальные значения функции $\xi_y(x)$ для каждой моды. Результаты расчета представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Номер моды	$\beta \cdot 10^{-6}, \text{ м}^{-1}$	$\Theta, \text{ рад}$	$H_{eff} \cdot 10^{-6}, \text{ отн. ед.}$
TE ₀	21,449	1,407448	142,8807
TE ₁	21,188	1,345294	108,3852
TE ₂	20,753	1,268553	82,0869
TE ₃	20,106	1,180794	65,8996
TE ₄	19,236	1,086251	50,66407

Таким образом видно, что в намагниченном материале при возбуждении волноводных мод линейным излучением возникает добавочная ортогональная поляризация, которая индуцирует обратный эффект Фарадея в волноводе.

Сравнивая величины H_{eff} для разных мод, видно, что они уменьшаются с увеличением номера моды. Таким образом, обратный эффект Фарадея играет наибольшее значение для мод TE₀ и TE₁.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-72-10139.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.В. Никоноров, С.М. Шандаров «Волноводная фотоника». Учебное пособие, курс лекций. СПбГУ ИТМО, 2008 г.
2. В.И. Белотелов, А.К. Звездин «Фотонные кристаллы и другие метаматериалы». Бюро Квантум, 2006 г.
3. А.К. Звездин, В.А. Котов «Магнитооптика тонких пленок». Издательство «Наука», 1988 г.
4. М.А. Кожаев и др. «Особенности обратного эффекта Фарадея, возникающего в пленках феррита-граната при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами» //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2016. – Т. 104. – №. 12. – С. 851-855.
5. А. Ярив, П. Юх «Оптические волны в кристаллах» – М.: Мир, 1987. – Т. 616.

Усиление эффекта Фарадея при возбуждении мод в структурированных пленках висмут-замещенного феррит-граната

П.Е. Зимнякова¹, А.А. Воронов^{1,2}, Д.О. Игнатъева^{1,2}, А.Н. Шапошников³,

В.Н. Бержанский³, Д. Карки⁴, М. Леви⁴, В.И. Белотелов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Российский квантовый центр

³Крымский Федеральный Университет имени В.И. Вернадского

⁴Мичиганский технологический университет

zimnyakovapolina@yandex.ru

Магнитооптические эффекты представляют большой интерес, так как дают возможность управлять свойствами света. В частности, устройства, принцип работы которых основан на эффекте Фарадея, применяются в оптических изоляторах и циркуляторах, датчиках, пространственно-временных модуляторах [1] [2]. Суть эффекта Фарадея - поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света при его прохождении через вещество, намагниченное параллельно волновому вектору световой волны.

В тонких пленках магнитных материалов магнитооптические эффекты обычно имеют крайне малую величину, в связи с этим начали активно развиваться исследования в области наноструктурированных поверхностей, способных усиливать эти эффекты.

Ранее для усиления магнитооптических эффектов применялись плазмонные структуры [3], в которых падающим светом возбуждался поверхностный плазмон-поляритон. Поверхностные плазмон-поляритонные (ППП) волны – это связанные колебания электромагнитного поля и электронного газа металла, распространяющиеся вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком. В последнее время больше внимания уделяется полностью диэлектрическим структурам. В них невозможно возбуждение ППП, но зато много меньше диссипативные потери [4], а усиление магнитооптических эффектов происходит за счет возбуждения различных типов мод. В области полностью диэлектрических структур широко применяются ферриты-гранаты, так как они обладают хорошей магнитооптической добротностью в видимом и ближнем ИК диапазоне излучения.

Мы использовали периодические двумерные структуры из висмут-замещенного иттриевого феррит-граната (Рис.1) с периодом 900нм и различными диаметрами цилиндров (от 500нм до 650нм).

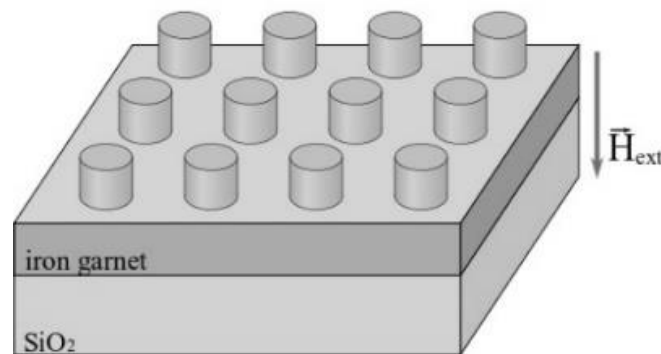


Рис. 1. Схематическое изображение структуры

В резонаторах цилиндрической формы могут возбуждаться различные типы мод: резонансы Ми [5] [6], моды резонатора Фабри-Перо, волноводные моды [7]. Дисперсии,

поляризации и распределения полей этих мод совершенно различны, поэтому важно исследование резонансного усиления эффекта Фарадея при возбуждении каждого из этих типов мод.

Экспериментальные измерения проводились с линейно-поляризованным светом, нормально падающим на решетку. Было измерено пропускание всех структур и гладкой пленки граната в диапазоне от 600нм до 900нм, в спектрах пропускания обнаружались резонансы, соответствующие возбуждению мод. В том же диапазоне длин волн для всех структур и пленки был измерен угол поворота плоскости поляризации падающего света. Для некоторых структур в окрестности длины волны, соответствующей возбуждению одной из собственных мод, наблюдается усиление эффекта Фарадея более, чем в три раза по сравнению с гладкой пленкой из того же материала. К примеру, для структуры с диаметром цилиндров равному 650нм, при длине волны падающего света примерно равной 790нм, относительное увеличение эффекта Фарадея практически достигает четырех раз (Рис.2 (б)).

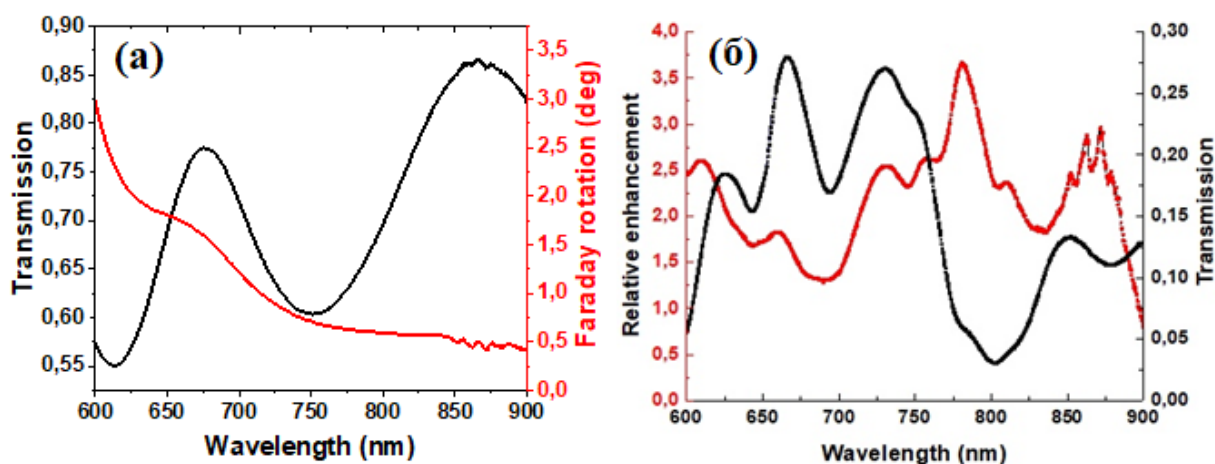


Рис. 2. (а) Зависимость пропускания гладкой пленки (черный) и угла поворота плоскости поляризации падающего света (красный) от длины волны падающего света; (б) Зависимость пропускания структуры с диаметром цилиндров $d=650\text{нм}$ (черный) и относительного усиления эффекта Фарадея от длины волны падающего света.

Таким образом было показано, что двумерные решетки наночилиндров из висмут-замещенного феррит-граната способны усиливать эффект Фарадея в несколько раз.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, проект мегагрант N 075-15-2019-1934.

ЛИТЕРАТУРА

1. Звездин А. К., Котов В. А. // Наука, 1988.
2. Zvezdin A. K., Kotov V. A. // Institute of Physics Pub., 1997.
3. Chin J. Y. et al. //Nature communications. – 2013. – Т. 4. – №. 1. – С. 1-6.
4. Kruk S., Kivshar Y. //Acs Photonics. – 2017. – Т. 4. – №. 11. – С. 2638-2649.
5. Bogdanov A. A. et al. //Advanced Photonics. – 2019. – Т. 1. – №. 1. – С. 016001.
6. Barsukova M. G. et al. //ACS Photonics. – 2017. – Т. 4. – №. 10. – С. 2390-2395.
7. Voronov A. A. et al. //Optics Express. – 2020. – Т. 28. – №. 12. – С. 17988-17996.

Эффект Фарадея в магнитофотонных кристаллах со связанными состояниями в континууме

А.Д. Иванова¹, Д.О. Игнатьева^{1,2}, А.Н. Калиш^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² Российский квантовый центр, Москва, Россия
ivanova.ad18@physics.msu.ru

Фотонные кристаллы – периодические диэлектрические структуры, имеющие фотонную запрещенную зону [1]. Одномерные фотонные кристаллы представляют собой чередующиеся плёнки из материалов с разной диэлектрической проницаемостью. Включив в такую структуру дефект (один или несколько слоёв с удвоенной толщиной), можно добиться появления в запрещённой зоне узких резонансных уровней, на частотах которых прохождение света составляет почти 100%.

Для нас важно, что групповая скорость излучения на этих резонансах оказывается малой [2], при этом заметно возрастает магнитооптический эффект Фарадея [1,3]. Эффект Фарадея – один из эффектов магнитооптики, заключающийся во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося в веществе вдоль постоянного магнитного поля, в котором находится это вещество. Угол поворота поляризации (угол Фарадея) описывается соотношением:

$$\vartheta = vHl, \text{ где } v - \text{ постоянная Верде, } l - \text{ путь, пройденный в среде} \quad (1)$$

Таким образом, внутри дефекта фотонного кристалла может эффективно поворачиваться плоскость поляризации света, так как за счет множественных переотражений от фотонных кристаллов возрастает эффективная толщина слоя l .

В данной работе показано, что реализация связанных состояний в континууме внутри фотонного кристалла на дефектной моде позволяет осуществлять эффективное преобразование поляризации, приводящее к модуляции интенсивности излучения. Связанное состояние в континууме в фотонном кристалле с дефектом реализовано при этом для случая наклонного падения лазерного пучка следующим образом. При падении под углом Брюстера монохроматический пучок света с ТМ-поляризацией (вектор напряжённости электрического поля параллелен плоскости падения) имеет стопроцентное прохождение через структуру, в то время как световой пучок с ТЕ-поляризацией (вектор напряжённости электрического поля перпендикулярен плоскости падения) может иметь почти полное отражение от чередующихся слоёв, если на угле Брюстера расположить фотонную запрещённую зону кристалла. Это значит, что если внутри кристалла при помощи внешнего магнитного поля, развернуть поляризацию падающего ТМ-поляризованного света на $\pi/2$ за счет эффекта Фарадея, то ТЕ-поляризованный свет зайдёт внутри дефекта фотонного кристалла, многократно отражаясь от слоёв, идущих до и после него. Таким образом, мы получим волну с ТЕ-поляризацией, локализованную внутри дефекта.

Связанные состояния в континууме (ССК) – это волны, находящиеся в открытой системе, но продолжающие оставаться в связанном состоянии. Это значит, что вместо распространения во всех направлениях, они локализованы в некоторой области пространства. В нашем случае, ССК является локализованная в дефекте кристалла волна, что представляет особый интерес, так как собственные состояния в континууме обладают очень большой добротностью.

В работе подробно описаны все вышеперечисленные эффекты, а так же рассмотрены фотонные кристаллы, в которых они реализуемы.

Рассматривается фотонный кристалл (рис.1) с чередующимися слоями церий-замещенного иттриевого-феррит-граната ($n_1 = \sqrt{5}$) и стекла ($n_2 = 1,444$) на стеклянной подложке ($n_0 = n_2$) с центром запрещенной зоны на угле Брюстера $\vartheta = \tan^{-1} \frac{n_1}{n_2} = 57.15^\circ$ и длине волны $\lambda = 1550$ нм. Толщины слоёв в таком фотонном кристалле рассчитываются по формулам:

$$L_1 = \frac{\lambda}{4n_1 \cos(\sin^{-1}(\sin(\vartheta) \frac{n_0}{n_1}))} \quad (2)$$

$$L_2 = \frac{\lambda}{4n_2 \cos(\sin^{-1}(\sin(\vartheta) \frac{n_0}{n_2}))} \quad (3)$$

Для выбранной запрещённой зоны, согласно формулам (2), (3): $L_1 = 206$ нм и $L_2 = 495$ нм. В структуру включён дефект с толщиной $L_d = 2L_1$.

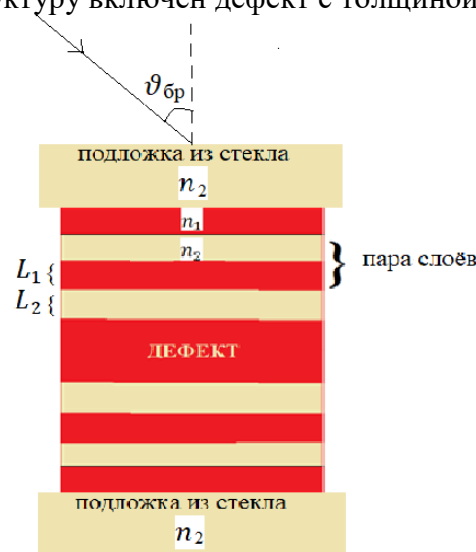


Рис 1. Схема фотонного кристалла с дефектом

Сначала был произведён подбор структуры, имеющей хорошую запрещённую зону для ТЕ-поляризации, и проверен закон Брюстера для ТМ-поляризации (рис.2). Далее была подобрана структура, позволяющая повернуть ТМ-поляризацию в магнитном поле и запереть ТЕ-поляризованную волну внутри дефекта (рис.3). В первом случае варьировалось только количество пар слоёв до и после дефекта, чем самым менялась их отражательная способность. Во втором случае менялась еще и толщина дефекта. И в том, и в другое случае изменение параметров структуры приводило к изменению эффективной длины магнитного материала и изменению угла Фарадея согласно формуле (1).

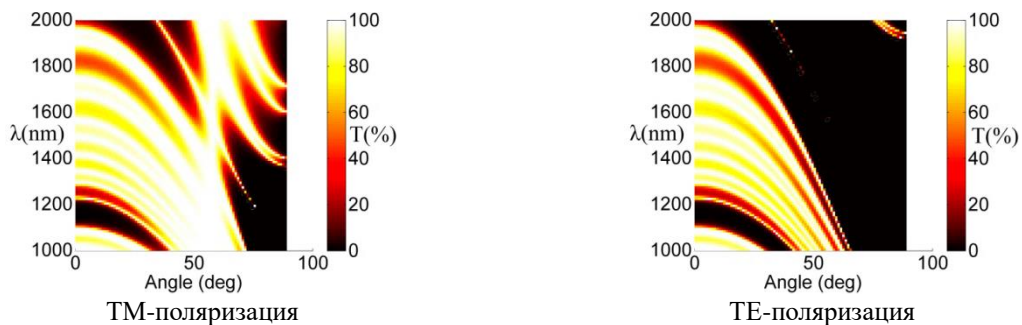


Рис 2. Спектры пропускания для фотонного кристалла со структурой 5 пар + магнитный дефект ($2L_1$) + 5 пар слоев при отсутствии

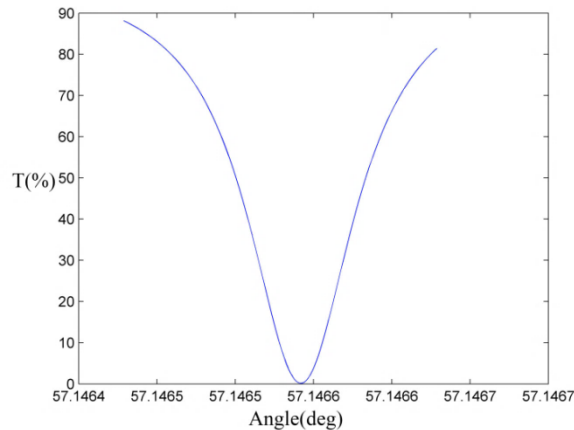


Рис.3. Спектр пропускания для ТМ-поляризации в фотонном кристалле, содержащем 11 пар + магнитный дефект ($2L_1$) + 11 пар слоев.

На рис. 3 представлен угловой спектр пропускания ТМ-поляризации на длине волны $\lambda = 1550$ нм в структуре с 11 парами слоев в каждом из Брэгговских зеркал с магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскости слоев. Сверхдобротный резонанс, показанный на рис.3, полностью отсутствует в немагнитной структуре (см. рис.2). Таким образом, численно продемонстрирована возможность переключения между локализованным и нелокализованным состоянием внутри фотонного кристалла путем приложения магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки, проект мегагрант №075-15-2019-1934.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Белотелов, изд. Квант, 2010.
2. T.Baba, Nature photonics. 2008. V. 2. No 8. P. 465.
3. M. Inoue, Journal of Physics D: Applied Physics. 2006. No 39. P. 151-161.

Опалоподобные структуры на основе субмикросфер полиметилметакрилата

И.В. Немцев^{1,2}, О.В. Шабанова³, И.А. Тамбасов², А.А. Иваненко^{1,2}, В.Я. Зырянов^{1,2}

¹ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

²Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

³СКТБ «Наука» ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

ivan_nemtsev@mail.ru

Идеальный материал для применений в нанофотонике должен реагировать как на электрическую, так и на магнитную компоненты светового поля, ограничивать и направлять свет на наноуровне, варьировать амплитуду волны, а также иметь возможность изменять фазу выходящего излучения на долю длины волны [1]. Искусственные электромагнитные среды, или метаматериалы (ММ), основанные на металлических или диэлектрических микро- и наноструктурах, могут обеспечить многие из этих свойств при взаимодействии света со свободными электронами (плазмонами) или фононами (фонон-поляритонами), соответственно, но неизбежно ценой значительного рассеяния энергии и снижения эффективности устройств.

ММ – это структурированные материалы, состоящие из периодически расположенных строительных блоков. Такие материалы проявляют свойства, которые не просто комбинируют свойства и функционал составляющих их материалов, а превосходят эти характеристики и функциональность [2]. В последние два десятилетия продемонстрированы ММ, которые управляют оптическими, акустическими и тепловыми полями и обладают весьма необычными свойствами, такими как отрицательный показатель преломления [3]. ММ, изготовленные методом самосборки, представляют собой перспективную платформу для создания оптических материалов, которые демонстрируют необычные эффективные свойства среды. В течение многих лет исследователи прогнозировали метаповерхности с необычными оптическими характеристиками и изготавливали их методом литографии. Однако достижение больших объёмов при низких затратах все ещё является проблемой при использовании методов «сверху-вниз». Изготовление «снизу-вверх», которое опирается как на нанохимию, так и на самосборку, способно создавать такие материалы с наименьшими затратами. Самосборные ММ могут достигать беспрецедентных значений добротности.

Частный случай ММ представляют собой самосборные опалы, состоящие из диэлектрических сфер, уложенных в компактные гранецентрированную кубическую (ГЦК) или гексагональную плотноупакованную (ГПУ) кристаллические решётки. На протяжении многих лет им уделялось большое внимание, поскольку они могут быть воспроизведены искусственно в больших масштабах и при низких затратах. В данной работе приведены некоторые примеры самоорганизующихся оптических ММ на основе периодических коллоидных систем – искусственных опалов, а также иллюстрируются их морфологические и оптические свойства.

Двумерные и трёхмерные ММ на основе искусственных опалоподобных структур из полиметилметакрилата (ПММА) были изготовлены методом самосборки (горизонтальное испарение, гравитационное вертикальное осаждение, осаждение в мениске и гибридный метод получения фотонно-кристаллических (ФК) структур) [4]–[6].

Морфологический анализ образцов проводился на растровом электронном микроскопе высокого разрешения FE-SEM S-5500 (Hitachi, Япония) при 3 кВ во вторичных электронах. Для проведения РЭМ металлизированные покрытия на поверхность образцов не наносились. Спектры оптического отражения были получены на ИК-Фурье спектрометре VERTEX 80V (Bruker, Германия), оборудованном

приставкой A513 (Bruker Optics, Германия) для измерения отражения с изменяемым углом. Спектральные данные были получены в диапазоне $25000 \div 8000 \text{ см}^{-1}$ ($400 \div 1250 \text{ нм}$) с разрешением 2 см^{-1} и снимались при углах падения $\alpha = 12 \div 84^\circ$ по отношению к нормали.

Методом РЭМ выявлено реальное упорядочение субмикросфер ПММА в ФК-плёнках в независимости от метода получения как самих сфер, так и опаловой плёнки, которое показывает наличие большого количества различных дефектов: доменов, экстраплоскостей, вакансий, сфер большего диаметра и пр. (рис.1).

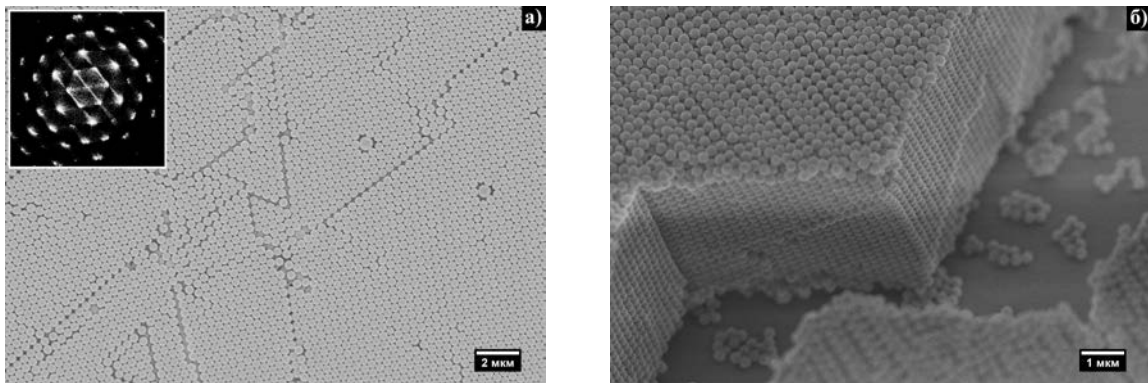


Рис.1. РЭМ-изображения опаловой плёнки: (а) – поверхность (111) с дефектами; (б) –поперечный срез, визуализирующий порядка 27 слоёв

С объёмными опалами дела обстоят иначе: в зависимости от пробоподготовки и метода изготовления образца можно получить от совершенно неупорядоченного до идеально упорядоченного опала (рис.2).

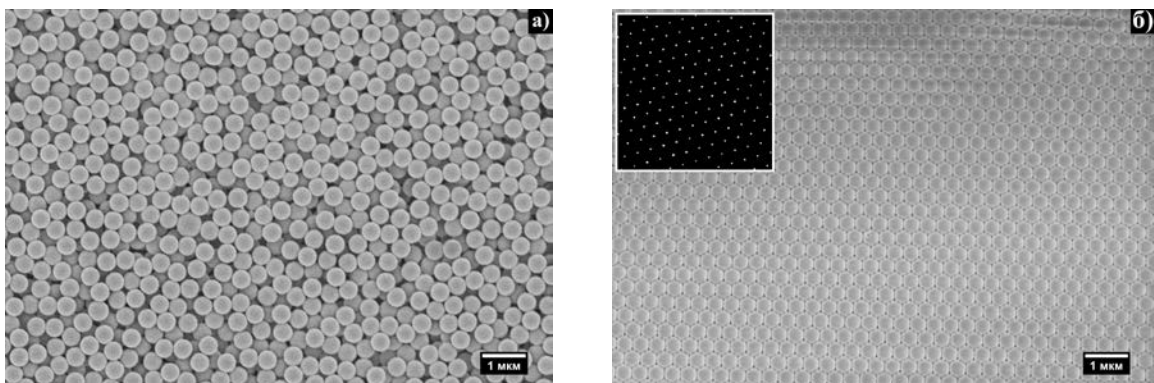


Рис.2. РЭМ-изображения поверхностей (111) трёхмерных опалов: (а) – неупорядоченного; (б) – высокоупорядоченного. Диаметр частиц около 365 нм. На вставке представлено Фурье-преобразование, демонстрирующее кристаллическую структуру

Ниже представлены спектры отражения, полученные от изображённой на рис.2б поверхности (111). Спектр отражения при $\alpha = 12^\circ$ (рис.3а) демонстрирует отражательную способность $R = 86 \%$ и полную ширину пика на полувысоте (FWHM) $\Delta\lambda = 70 \text{ нм}$. Центр фотонной запрещённой зоны расположен на $\lambda = 870 \text{ нм}$. Таким образом, добротность $\lambda/\Delta\lambda = 12,4$. На рис.3б представлен спектр, записанный при $\alpha = 56^\circ$. Такой вид спектра обусловлен множественной брэгговской дифракцией (*multiple Bragg diffraction*): наблюдается расщепление основного дифракционного пика на два дополнительных (около 706 и 725 нм). Кроме того, небольшие дифракционные пики видны в областях 481, 524 и 599 нм. Это можно объяснить дифракцией от разных плоскостей идеально

упорядоченных сфер. Чтобы оценить смещение длины волны максимума отражения в зависимости от угла падения, была построена экспериментальная зависимость, представленная на рис.3в. Из рисунка видно, что длина волны максимума отражения смещается в сторону длинных волн (красное смещение) при уменьшении угла. Для оценки длины волны λ_{max} максимума отражения при $\alpha=0^\circ$ был сделан расчет зависимости длины волны максимума отражения от угла α , с использованием модифицированного закона Брэгга-Снеллиуса [7]:

$$\lambda_{max} = 2d_{111}\sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2 \alpha}, \quad (1)$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления, d_{111} –расстояние между плоскостями (111), связанное с диаметром сфер для ГЦК решётки как:

$$d_{111} = \sqrt{2/3} D, \quad (2)$$

n_{eff} связан с плотностью упаковки следующим выражением:

$$n_{eff}^2 = n_1^2 f + n_2^2(1 - f), \quad (3)$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления ПММА и воздуха, соответственно.

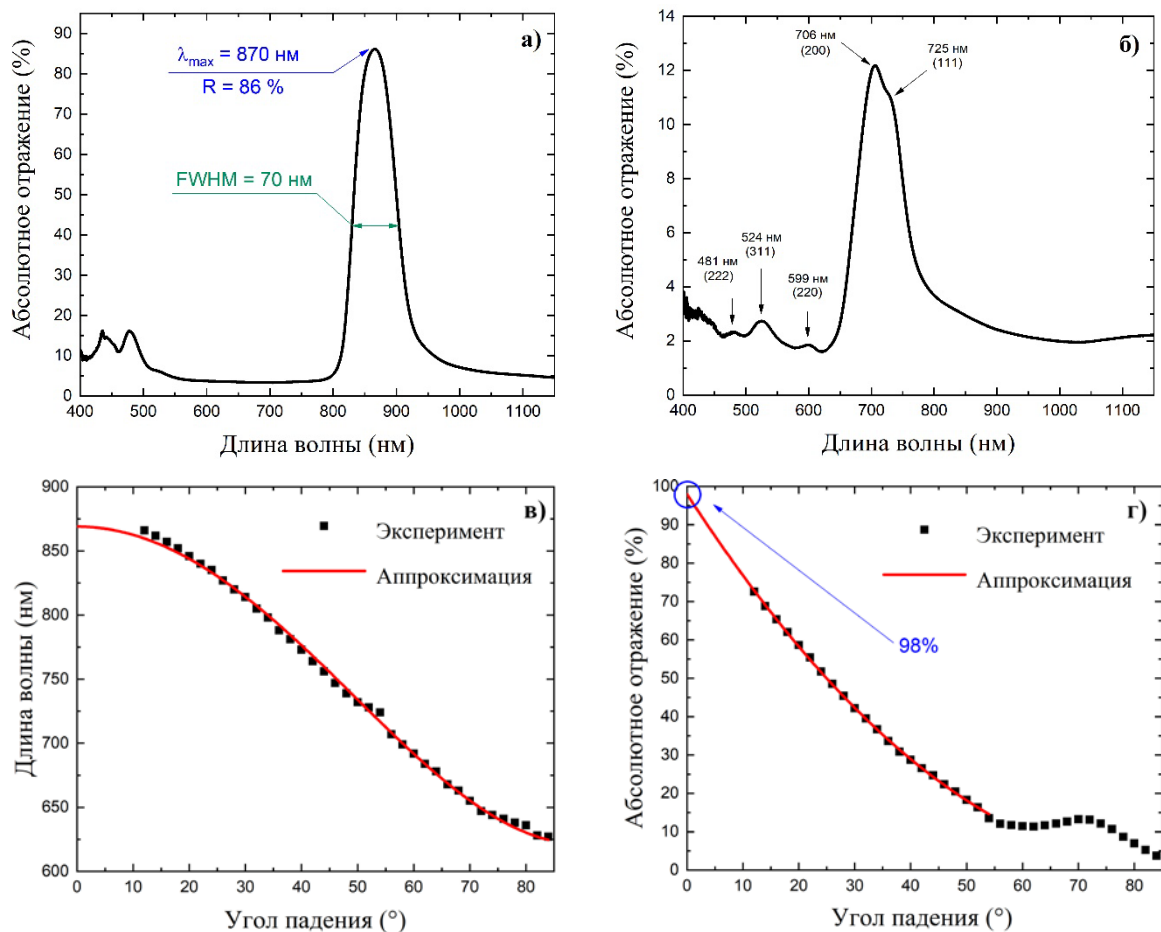


Рис.3. Спектры оптического отражения от поверхности (111) высокоупорядоченного опала: (а) – при угле падения 12° . Полная ширина пика на полувысоте составила $FWHM=70$ нм, отражение $R=86\%$; (б) – при угле падения 56° (в круглых скобках под длинами волн указаны плоскости, от которых происходит

дифракция). Зависимость длины волны максимума отражения от угла падения – (в). Зависимость максимальной отражательной способности от угла падения – (г).

Используя n_{eff} и d_{111} как подгоночные параметры в выражении 1, была построена теоретическая зависимость длины волны максимума отражения от угла падения и наложена на экспериментальные данные (рис.3в, сплошная линия). Принимая во внимание выражения 2 и 3, на основании полученных данных из спектров отражения были рассчитаны диаметр частиц и плотность упаковки (372 нм и 87 %, соответственно).

Подводя итоги, следует отметить, что в данной работе двумерные и трёхмерные ММ были изготовлены методом седиментации из субмикронных частиц ПММА с высокой монодисперсностью. Методом РЭМ исследованы морфологические особенности полученных образцов. Три различные области поверхности трёхмерного опала исследованы с помощью спектроскопии отражённого света с угловым разрешением. Измерения спектров проводились в диапазоне 400÷1250 нм. Вышеуказанными методами обнаружена высокоупорядоченная структура. Выявлено узкое гранулометрическое распределение частиц. Определены средний диаметр частиц, плотность упаковки, добротность и отражательная способность в каждом образце. Используя аппроксимацию зависимостей максимальной длины волны отражательной способности от угла (закон Брэгга-Снеллиуса), из спектров отражения были определены длина волны максимума отражения при 0° , диаметр частиц и коэффициент заполнения. Для наиболее упорядоченной поверхности рассчитана длина волны 870 нм центра фотонной запрещённой зоны при угле падения 0° . Реально измеренная FWHM для наилучшего образца составила 70 нм. Диаметр частиц и коэффициент заполнения были рассчитаны как 372 нм и 87%, соответственно. Средний диаметр частиц, полученный при помощи аппроксимации спектров отражения, хорошо согласуется со значениями, полученными с помощью РЭМ. Наиболее интересный результат заключается в том, что отражающая способность поверхности при нормальном падении света может достигать 98%, и эта величина зависит от коэффициента заполнения – плотности упаковки.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование: РЭМ высокого разрешения FE-SEM Hitachi S-5500 и ИК-Фурье спектрометр Bruker VERTEX 80V.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Jahani et al. // Nat. Nanotechnol. 2016. V. 11. No 1. P. 23.
2. K. Bertoldi et al. // Nat. Rev. Mater. 2017. V. 2. No. 11. P. 17066.
3. A. Baronet al. // Opt. Laser Technol. 2016. V. 82. P. 94.
4. I. V. Nemtsev et al. // Appl. Phys. A. 2019. V. 125. P. 738.
5. I. V. Nemtsev et al. // Photonics Nanostructures - Fundam. Appl. 2018. V. 28. P. 37.
6. I. V. Nemtsev et al. // Sib. J. Sci. Technol. 2012. V. 1. No. 41. P. 126.
7. R. V. Nair et al. // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. No. 5. P. 053805.

Температурное управление квази-связанным состоянием в континууме в одномерной фотонной структуре

П. С. Панкин^{1,2}, Б.-Р. Ву³, Ж.-Х. Янг³, Ж.-С. Хуан³, В. Ли³, Д. Н. Максимов^{1,2}, И. В. Тимофеев^{1,2}, К.-П. Чен³

¹Институт физики им.Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

²Сибирский федеральный университет

³National Chiao Tung University

email: pavel-s-pankin@iph.krasn.ru

Оптическое связанное состояние в континууме (ССК) – это локализованное безызлучательное решение уравнений Максвелла выше световой линии [1]. Концепция ССК позволяет реализовать резонансные моды с рекордными значениями добротности, ограничиваемыми материальными потерями в структуре и погрешностями ее изготовления. Одна из возможностей реализации ССК возникает, когда локализованное решение и решения для распространяющихся волн ортогональны друг другу – такие ССК называются защищенными симметрией [2]. Нарушение симметрии структуры в следствие вариации управляющего параметра приводит к связи локализованной моды с континуумом распространяющихся волн – при этом реализуется квази-ССК, добротность которого определяется величиной управляющего параметра. На рис. 1 представлена модель структуры, в которой недавно были реализованы ССК, защищенные симметрией [3]. Она состоит из анизотропного резонаторного слоя, заключенного между многослойным одномерным полубесконечным фотонным кристаллом, и металлическим зеркалом. При распространении волн под углом Брюстера, фотонный кристалл поддерживает распространение только ТМ-волн, в то время как в анизотропном слое существуют локализованные решения для ортогональных им, ТЕ-поляризованных волн. При отклонении оптической оси анизотропного слоя от плоскости падения, в нем происходит перемешивание волн ортогональных поляризации, что приводит к спектральному проявлению в виде резонансов в спектре отражения ТМ-волн (рис. 1, справа).

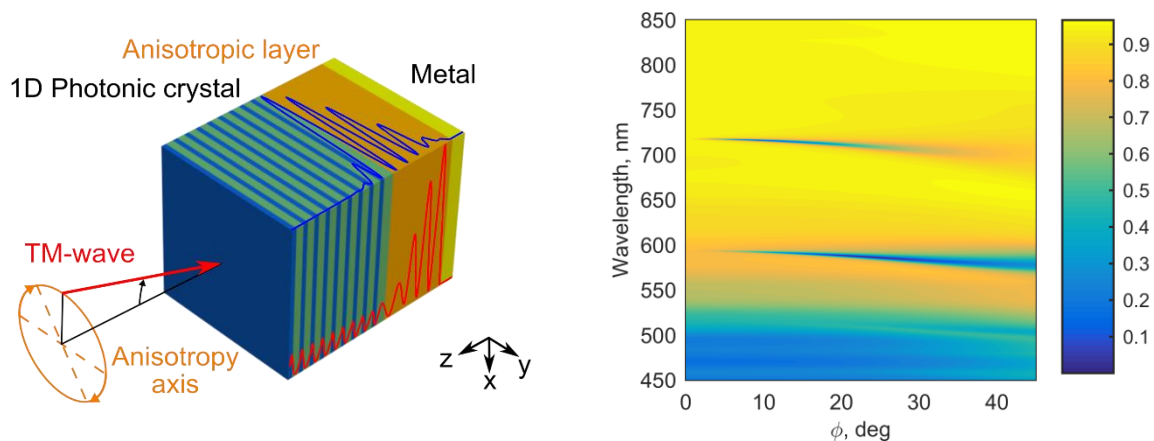


Рис. 1. Анизотропный резонаторный слой, заключенный между одномерным фотонным кристаллом и металлической пленкой. Свет падает на структуру под углом Брюстера (слева). Численно рассчитанный спектр отражения структуры, в зависимости от угла поворота оптической оси планарно ориентированного слоя жидкокристаллической смеси E7 (справа).

Из рисунка виден коллапс резонансных линий вблизи нулевого угла поворота, что свидетельствует о реализации режима ССК, защищенных симметрией. Точкам с нулевым отражением соответствует режим критической связи, при котором величина

скорости релаксации энергии из локализованной моды в континуум распространяющихся волн равна скорости поглощения энергии в металле.

Экспериментально структура была реализована в виде ЖК-ячейки, которая заполнялась нематическим жидким кристаллом 5СВ или жидкокристаллической смесью Е7. Одно зеркало ячейки выполнено из непрозрачного слоя золота (300 нм), а другое из 16 чередующихся слоев диоксида кремния (145 нм) и диоксида титана (94 нм). Для планарной ориентации жидкого кристалла использовался слой полиметилметакрилата, направление натирки которого определяло направление оптической оси. Анизотропный слой, выполненный из жидкого кристалла, чувствителен к внешним воздействиям, что расширяет возможности управления резонансными модами [4,5]. В частности, нами было продемонстрировано температурное управление резонансной модой (рис. 2, слева). Для этого система нагревалась и охлаждалась обратно в диапазоне от 25°C до 35°C, при ненулевом значении угла поворота оптической оси. Из рис. 2 видно, что при нагревании происходит спектральный сдвиг резонансной моды, обусловленный температурной зависимостью показателя преломления жидкого кристалла. В точке фазового перехода (35°C) из жидкокристаллического в изотропное состояние, резонансная мода перестает проявляться спектрально. Это свидетельствует о реализации ССК защищенного симметрией, так как восстанавливается симметрия структуры, нарушенная изначально поворотом оптической оси жидкого кристалла – изотропный слой больше не перемешивает взаимно ортогональные поляризации. При обратном охлаждении происходит восстановление жидкокристаллической фазы, причем резонансная мода проходит по тому же пути к исходному спектральному положению.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-52-52006.

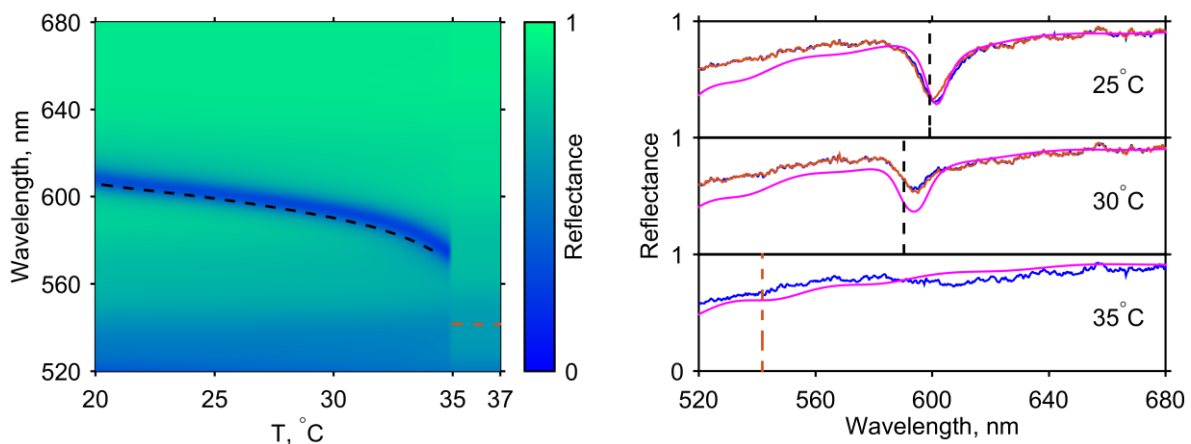


Рис. 1. Численно рассчитанный спектр отражения структуры в зависимости от температуры жидкого кристалла для угла поворота оптической оси $\varphi=20^\circ$. Фазовый переход жидкий кристалл – изотропная жидкость происходит при 35 С°. Пунктирные черная и коричневая линии соответствуют аналитическим решениям дисперсионного уравнения и уравнения на ССК (слева). Экспериментальные спектры, снятые при нагревании (синяя линия) от 25 до 35°C и обратном охлаждении (коричневая линия) жидкого кристалла. Пурпурная линия соответствует численному моделированию.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.W. Hsu et al. // Nat. Rev. Mater. 2016. V. 1. No 9. P. 16048.
1. I. V. Timofeev et.al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 24306.
2. P.S. Pankin et.al. // Nat. Comm. Phys. 2020. V. 3. No 91. P. 1.
3. V. G. Arkhipkin et al. // J. Exp. Theor. Phys. 2008. V. 106. P. 388.
4. H.-C. Cheng et.al. // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 9. P. 64034.

Оптическое хиральное таммовское состояние на границе раздела холестерического жидкого кристалла и анизотропной среды

Н.В. Рудакова^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}, Р.Г. Бикбаев^{1,2}, М.В. Пятнов^{1,2}, С.Я. Ветров^{1,2}, В. Ли³

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³Национальный университет Чао-Тунг, Тайвань, Тайвань

Natalya-V-Rudakova@iph.krasn.ru

Хиральное оптическое таммовское состояние (ХОТС) [1], аналог скалярного ОТС [2], возникает на границе раздела между сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) [3] и хиральным веществом с оптической активностью, таким как холестерический жидкий кристалл (ХЖК) [4]. В этом состоянии свет локализуется на общей границе двух сред, где происходит множественное отражение. Интенсивность локализации света уменьшается экспоненциально с увеличением расстояния от границы раздела двух сред. ХОТС наблюдается как в спектре отражения, так и спектре пропускания и нашли применение в различных оптических структурах, используемых для разработки новых способов и устройств управления светом. В рамках теории связанных мод можно описать спектральное проявление ХОТС, выразив условия критической связи через утечки энергии, вызванные физическими и геометрическими параметрами конструкции [5].

Рассмотрим границу раздела между СПАЗ и ХЖК, на которой возникает ХОТС (рис. 1). Многослойный СПАЗ представляет собой структуру, состоящую из чередующихся идентичных одноосных диэлектрических слоев с различными показателями преломления обыкновенного n_o^p и необыкновенного n_e^p лучей. Будем характеризовать СПАЗ различными диэлектрическими тензорами двух соседних слоев $\hat{\epsilon}_v$ и $\hat{\epsilon}_h$. Число V-H пар (элементарных ячеек структуры) равно N^p , период структуры $2a$, где a – толщина одного слоя. Для определенности положим $N^p = 15$, $n_e^p = \sqrt{\epsilon_e^p} = 1,7$ и $n_o^p = \sqrt{\epsilon_o^p} = 1,45$; $\bar{\epsilon}^p = (\epsilon_o^p + \epsilon_e^p)/2$ – среднее арифметическое диэлектрических проницаемостей, рассматриваемый СПАЗ содержит 30 слоев суммарной длиной оптического пути $D = 2aN^p (n_e^p + n_o^p)/2 = 4.76 \text{ мкм}$.

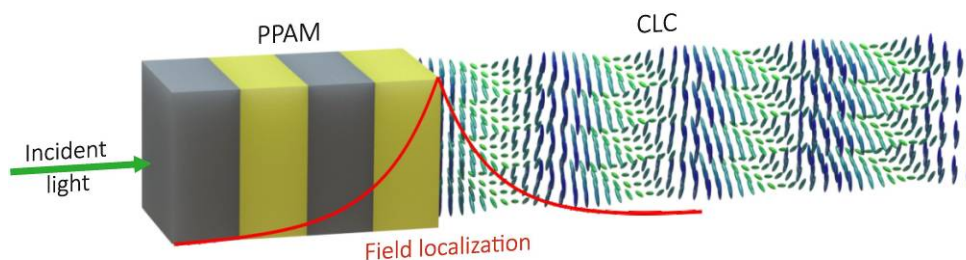


Рис. 1. Локализация света на границе сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и ХЖК.

Холестерический жидкий кристалл – оптическая хиральная среда, обладающая непрерывной винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости. Для ХЖК даны следующие параметры: $L \gg 5.08 \text{ мкм}$ – общая толщина слоя холестерика, число шагов спирали $N^c = 8$, показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей $n_{||} = n_o^c = \sqrt{\epsilon_{||}^c} = \sqrt{\epsilon_o^c}$ и $n_{\perp} = n_e^c = \sqrt{\epsilon_{\perp}^c} = \sqrt{\epsilon_e^c}$ близки по значениям к соответствующим показателям преломления n_e^p и n_o^p для СПАЗ,

$\bar{e}^c = (e_o^c + e_e^c)/2$. Длина волны в центре запрещенных зон обоих зеркал составляет $\lambda^c = \lambda^p = 1$ мкм.

Оптические свойства локализованного состояния, такого как ХОТС, могут быть описаны с помощью временной теории связанных мод. Суть данной теории заключается в том, что любое состояние (резонанс) может быть охарактеризовано собственной частотой ω_0 и количеством N портов, через которые энергия поступает в это состояние (резонанс) и утекает из него. Причем утрата энергии в каналах описывается временами релаксации t_l , $l=1\dots N$. Предположим, что состояние описывается комплексной амплитудой A и энергией $|A|^2$. Состояние может быть представлено как сумма входящих и исходящих потоков энергии с амплитудами $s_{l\pm}$. Если энергия вытекает из состояния по двум энергетическим каналам с временами релаксации t_1 , t_2 и t_3 , то время жизни состояния будет определяться как $1/t = 1/t_1 + 1/t_2 + 1/t_3$. Изменение амплитуды A , в этом случае, удовлетворяет уравнению:

$$dA/dt = -i\omega_0 A - A/t, \quad A(t) = -A(0)e^{-i\omega_0 t - t/t}. \quad (1)$$

Рассматривая входящие и выходящие потоки $s_{l\pm}$, можно записать изменение амплитуды поля локализованного состояния и связь амплитуд потоков:

$$dA/dt = -i\omega_0 A - \sum_{l=1}^3 A/t_l + k_1 s_{1+} + k_2 s_{2+} + k_3 s_{3+}, \quad s_{l-} = s_{l+} + k_l A. \quad (2)$$

Здесь k_l – коэффициент, характеризующий силу связи в каналах.

Однако, можно корректно описать свойства локализованного состояния, зная только резонансную частоту состояния ω_0 и величины времен релаксации t_l , так как $k_l = \sqrt{2/t_l}$. Тогда получим:

$$dA/dt = -i\omega_0 A - \sum_{l=1}^3 A/t_l + \sum_{l=1}^3 \sqrt{2/t_l} s_{l+}, \quad s_{l-} = -s_{l+} + \sqrt{2/t_l} A, \quad (3)$$

С помощью уравнений (3) можно предсказать спектр пропускания гибридной структуры. В общем случае коэффициент передачи – это отношение амплитуд падающей и прошедшей волны. Падающее излучение с частотой ω будет осциллировать по гармоническому закону $e^{-i\omega t}$, а $dA/dt = -i\omega A$. С учетом этих условий:

$$-i\omega A = -i\omega_0 A - \sum_{l=1}^3 \frac{A}{t_l} + \sum_{l=1}^3 \sqrt{2/t_l} s_{l+}, \quad s_{1-} = -s_{1+} + \sqrt{2/t_1} A, \quad s_{2-} = \sqrt{2/t_2} A, \quad s_{3-} = \sqrt{2/t_3} A, \quad (4)$$

Коэффициент отражения, определяемый как доля отраженной энергии падающего света, может быть записан в следующем виде:

$$R(\omega) = \frac{|s_{1-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 + (1/t_1 - 1/t_2 - 1/t_3)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/t_1 + 1/t_2 + 1/t_3)^2}. \quad (5)$$

Аналогично можно получить следующие выражения для коэффициентов пропускания:

$$T_{1\otimes 2}(\omega) = \frac{|s_{2-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{(2/t_2)|A|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{4/(t_1 t_2)}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/t_1 + 1/t_2 + 1/t_3)^2},$$

$$T_{1\otimes 3}(\omega) = \frac{|s_{3-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{(2/t_3)|A|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{4/(t_1 t_3)}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/t_1 + 1/t_2 + 1/t_3)^2}. \quad (6)$$

Из уравнений (5) и (6) ясно, что нулевое отражение и, таким образом, полная передача из канала 1 в каналы 2,3 достигаются в случае $w=w_0$ и $1/t_1=1/t_2+1/t_3$. Это условие называется условием *критической (оптимальной) связи*.

При конечных толщинах СПАЗ и холестерика, энергия из хирального оптического таммовского состояния может утекать по трем каналам. Первый канал t_p связан с пропусканием СПАЗ. Второй t_y – с поляризационными потерями на границе структуры СПАЗ-ХЖК. Третий t_c – с пропусканием холестерического слоя. В общем случае время релаксации определяется как отношение запасенной энергии E к мощности потерь P , взятой с положительным знаком:

$$\frac{t}{2} = \frac{E}{P} = \frac{\text{Energy stored}}{\text{Power of leakage}}. \quad (7)$$

Здесь t – время релаксации амплитуды, которое вдвое больше энергетического времени релаксации. Энергия E может быть определена интегрированием по пространству ее плотности $W = [\vec{E}\vec{D} + \vec{H}\vec{B}]/8\pi$ в Гауссовой системе единиц. Для бегущей волны средние за период плотности электрической и магнитной составляющих энергии равны, поскольку $\vec{E}\vec{D} = \vec{H}\vec{B}$. При этом $|\vec{E}^2| = |E_0^2|/2$, где E_0 – амплитуда волны. В результате плотность энергии в СПАЗ будет $\bar{W} = \bar{\epsilon}^p |E_0^2|/8\pi$, а в ХЖК $\bar{W} = \bar{\epsilon}^c |E_0^2|/8\pi$. Стоячую волну на границе раздела двух сред образуют две волны одинаковой амплитуды, бегущие в противоположных направлениях. Их конструктивная интерференция компенсируется деструктивной и плотности энергии складываются. Пусть $\bar{\epsilon}^p = \bar{\epsilon}^c = \bar{\epsilon}$ и $\bar{W}_0 = \bar{\epsilon} |E_0^2|/8\pi$. Интегрирование должно производиться как по всему объему СПАЗ, так и по всему объему холестерика. Суммарная энергия, в этом случае, будет определяться суммой $E = E^p + E^c$ и в результате интегрирования получим:

$$E = \sum_{m=1}^{N^p} \bar{W}_0 a q^m + \int_0^L \bar{W}_0 \exp(-2|n_f| \times 2\pi z / l_0) dz = \bar{W}_0 G, \quad (8)$$

$$G = a \frac{1 - q^{N^p+1}}{1 - q} + \frac{l_0}{4\pi |n_f| \bar{\epsilon}} \exp\left(\frac{4\pi |n_f| L}{l_0}\right) \frac{\bar{\epsilon}^c}{\bar{\epsilon}^p}$$

Здесь $l_0 = (\sqrt{\epsilon_e^c} + \sqrt{\epsilon_o^c})/2 + [(\sqrt{\epsilon_e^c} - \sqrt{\epsilon_o^c})/2] \cos 2\bar{c}^c$, параметр $q = \sqrt{\epsilon_o^p/\epsilon_e^p}$, $\bar{c}^c = (c_E + c_H)/2$ (c_E, c_H – углы между направлением директора жидкого кристалла и векторами электрического и магнитного поля), $|n_f| = \sin \bar{c}^c (n_e^c - n_o^c)/(n_e^c + n_o^c)$ – это показатель преломления быстрой волны, а G – эффективная длина полости, образованной внутри распределенных зеркал.

Мощности потерь P^y , P^p и P^c пропорциональны скорости потока $c/\sqrt{\epsilon}$ и плотностям энергий соответственно. Энергии, могут быть определены в виде:

$$E^y = E_0 \sin(y/2), \quad E^p = 2E_0 q^{N^p}, \quad E^c = 2E_0 \exp(2\pi |n_f| L / l_0), \quad (9)$$

здесь $y = c_E - c_H$. Зная запасенную энергию и мощности потерь в каждый канал, с помощью (7) можно определить соответствующие скорости релаксации энергии:

$$t^y = \sin^{-2}(\gamma/2) \frac{2\sqrt{\epsilon}G}{c}, \quad t^p = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_o}} q^{-N^p} \frac{2\sqrt{\epsilon}G}{c}, \quad t^c = \exp(4p|n_f|L/l_0) \frac{2\sqrt{\epsilon}G}{c}. \quad (10)$$

Значение t_y становится больше в связи с утечкой поляризации СПАЗ. Полученные выражения позволяют определить время утечки энергии из ХОТС в каждый канал. При этом спектральная ширина линии, соответствующая ХОТС, определяется суммарной скоростью утечки энергии из локализованного состояния и может быть определена как $1/t = 1/t^y + 1/t^p + 1/t^c$. Этого достаточно, чтобы описать спектральное проявление состояния при помощи временной теории связанных мод.

На рисунке 2 скорость затухания ХОТС характеризуется безразмерной шириной спектральной линии $\Delta\omega/w$. Скорость затухания изменяется немонотонно с контрастом $q=n_o/n_e$ и монотонно с числом периодов $N=N^p=N^c$. Кривые получены с помощью теории связанных мод из формулы (10), а кружки – прямым расчетом ширины спектральной линии методом матрицы переноса Берремана [6]. Добротность $Q=w/\Delta\omega$ меняется в интервале $100 < Q < 700$. В логарифмическом масштабе для экспоненциальных зависимостей линии получаются почти прямые. Величина утечки ХЖК мала по сравнению с остальными. Пересечения линий утечек СПАЗ и поляризационных потерь показывают критическое состояние связи с минимальной скоростью затухания на рис. 2а и максимальной кривизной на рис. 2б.

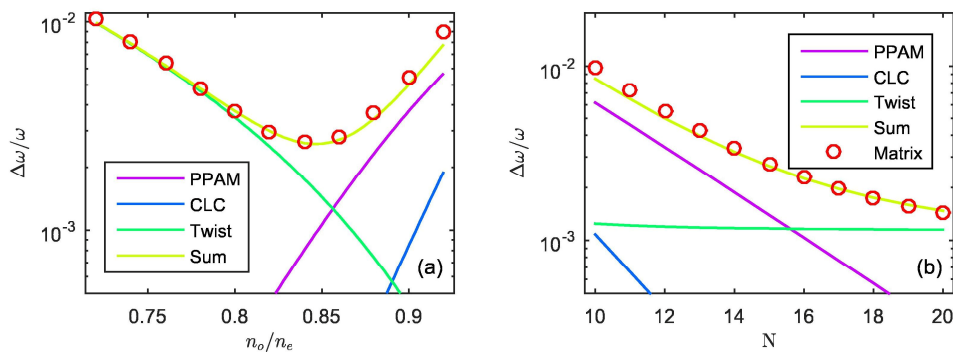


Рис. 2. Нормированная ширина спектральной линии $\Delta\omega/w$ ХОТС при изменении (а) контраста q (при $N=15$) и (б) числа периодов N и для СПАЗ, и для ХЖК (при $q=n_o/n_e=1.45/1.7$). t_y – утечка на границе (Twist), t_p – для СПАЗ (PPAM), t_c – для ХЖК (CLC), t – (Sum). Теория связанных мод подтверждается методом матрицы переноса Берремана (Matrix). Центры запрещенных зон ХЖК и СПАЗ совпадают.

Исследованное хиральное оптическое таммовское состояние на границе холестерического жидкого кристалла и слоистой структуры, характеризующейся чередующимися одинаковыми одноосными диэлектрическими слоями с ортогональными направлениями оптических осей, является высокодобротным, а также может быть эффективно перестроено по частоте.

Исследование поддержано РФФИ № 19-52-52006, № 19-42-240004.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров, // Письма в ЖЭТФ 2016 Т. 104, В. 6, С. 393–397.
2. М.А. Kaliteevski et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165415.
3. N.V Rudakova et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 10.
4. В.А. Беляков, А.С. Сонин “Оптика холестерических жидких кристаллов” М: Наука, 1982.
5. N.V. Rudakova, I.V. Timofeev, R.G. Bikbaev, et. al. // Crystals, vol. 9 (10), pp. 502. 2019.
6. D.W. Berreman // J. Opt. Soc. Am. 1972, 62, 502.

Чёрное тело на основе мембраны из пористого анодного оксида алюминия с углеродными нанотрубками

И.В. Немцев^{1,2}, Н.П. Шестаков^{2,3}, А.А. Иваненко^{1,2}, И.А. Харченко³,
Е.В. Михлина⁴, И.И. Рыжков^{3,4}

¹Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

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

³Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

⁴Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск, Россия

ivan_nemtsev@mail.ru

Пористые пленки анодного оксида, получаемые электрохимическим окислением (анодированием) металла в кислых растворах электролитов, являются ярким примером пространственно-упорядоченных структур, имеющих важное практическое значение в современной науке и технике. Одним из наиболее изученных материалов является пористый анодный оксид алюминия (ПАОА). Пленки ПАОА обладают рядом уникальных свойств: высокая степень упорядоченности вертикально расположенных пор, малый разброс пор по диаметру, пористость порядка 10–20 % и относительная простота получения [1]. В настоящее время мембранные материалы на основе ПАОА активно используются в области газоразделения [2], ультрафильтрации [3], а также для создания биосенсоров [4] и систем доставки лекарств [5]. Кроме этого, возможность изменения и контроля параметров пористой структуры в процессе синтеза позволяет получать фотонные кристаллы на основе ПАОА для применения в оптических сенсорных системах [6,7]. Наряду с этим ПАОА мембраны используются в качестве поглощающих материалов солнечного излучения [8]. Представляет интерес исследование возможности применения данного поглощающего материала для измерения сигналов слабо излучающих образцов при криогенных температурах [9,10]. Максимум излучения материалов при температурах, близких к температуре жидкого гелия, расположен в длинноволновой области.

В данной работе были синтезированы пленки (мембраны) из пористого анодного оксида алюминия с углеродными нанотрубками внутри пор и исследованы их спектры поглощения и отражения в длинноволновой ИК области спектра. Мембраны получены в виде дисков диаметром 10 мм и толщиной от 50 до 100 мкм с диаметром пор 20–40 нм в зависимости от условий синтеза. Синтез мембран включает в себя следующие этапы:

1) Подготовка алюминиевой фольги (99.999%) путем отжига при температуре 150°C в течение 12 часов и 450°C в течение 24 часов.

2) Импульсная электрохимическая полировка фольги в растворе хромового ангидрида (1480 г/л) и ортофосфорной кислоты (185 г/л) при температуре 80 С. Плотность тока составляла 1 А/см², количество импульсов – 40, длительность импульса – 3 с, пауза между импульсами – 40 с.

3) Первое анодирование в 0.3 М растворе серной кислоты в течение 8 часов при 25 В.

4) Травление сформированного оксидного слоя в водном растворе хромового ангидрида (20 г/л) и ортофосфорной кислоты (56 г/л) при 60°C в течение 30 мин.

5) Второе анодирование в водном растворе щавелевой кислоты (0.3 М) в течение 10–20 часов при 25 В.

6) Селективное травление алюминия в водном растворе хлорида меди (0.25 М) и соляной кислоты (5 % об).

7) Вскрытие пор с электрохимическим детектированием в водном растворе ортофосфорной кислоты (0.5 М).

8) Извлечение мембраны из алюминиевого каркаса с помощью лазерной резки.

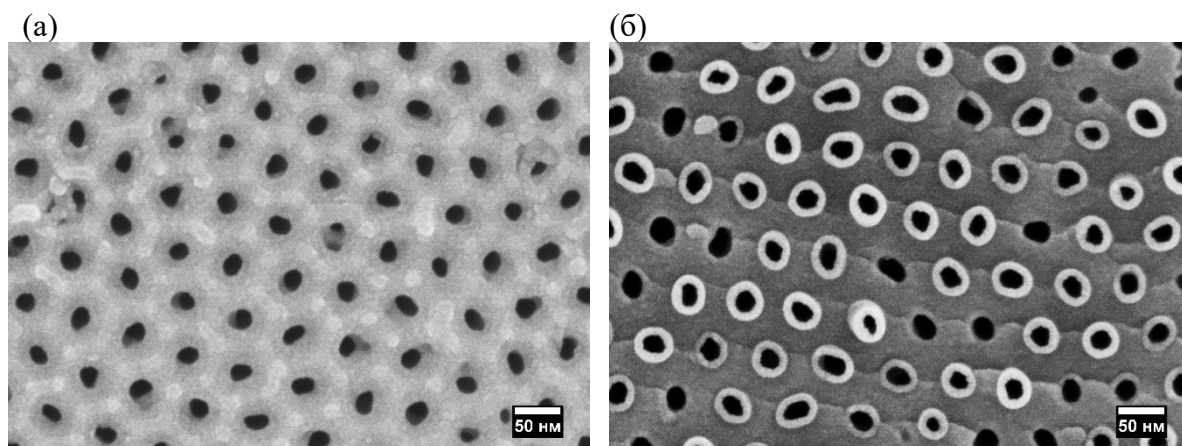


Рис. 1. Поверхность ПАОА мембраны с углеродными нанотрубками внутри пор (а); срез мембраны, параллельный поверхности (б).

Реализована методика покрытия мембран ПАОА углеродным слоем. Нанесение осуществлялось методом химического осаждения из газовой фазы (CVD). Для этого использовалась установка, состоящая из трубчатой печи OTF-1500X-UL-3 (MTI, США), системы подачи парогазовой смеси LVD-F1 и вакуумной станции PC 3001 VARIO (VACUUBRAND GMBH, Германия). В качестве углеродсодержащего газа использовались пары этанола, в качестве инертного газа-носителя – аргон. Синтез проводился при температурах от 700 до 850 °С, расходе этанола (в жидком виде) – от 0.08 до 0.5 мл/мин, расходах аргона – от 200 до 600 мл/мин при давлении 0.5 бар. Время синтеза варьировалось от 20 до 150 мин. Это позволило получить мембраны на основе ПАОА с углеродными нанотрубками внутри пор с толщиной стенок 5–15 нм и углеродным покрытием на поверхности мембраны.

Визуализация морфологических особенностей поверхности ПАОА-мембран проводилась с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) сверхвысокого разрешения FE-SEM Hitachi S-5500 (Япония, максимальное разрешение 4 Å) при ускоряющем напряжении 5 кВ и токе зонда 10 мкА. Для обеспечения лучшей электрической проводимости и придания лучшего контраста в СЭМ образцы предварительно покрывались тонким слоем платины в магнетроне Emitech K575XD (Великобритания). Для напыления сплошной платиновой плёнки толщиной 1-2 нм были подобраны следующие параметры: 3 цикла по 20 секунд с током плазмы 10 мА.

На рис. 1а представлено СЭМ изображение поверхности мембраны, которая представляет собой массив круглых цилиндрических пор в гексагональных ячейках. Исходный диаметр пор мембраны составляет 35-40 нм, после формирования углеродных нанотрубок он уменьшается до 20-25 нм, см. рис. 1б. Таким образом, поверхность каждой поры покрыта углеродным слоем толщиной 5-10 нм. Параметры CVD синтеза для рассматриваемого случая: температура 700 С, давление 0.5 бар, расход этанола 0.083 мл/мин (в жидком виде), расход аргона 200 мл/мин, время синтеза 150 мин.

Спектральные измерения пропускания и отражения образцов были выполнены на ИК спектрометре Фурье преобразования Vertex 80v BURKER OPTIK GMBH, оснащённом ртутной лампой, глобаром и приставкой диффузного отражения PIKE TECHNOLOGES EasiDiff, светоделителями Mylar, Multlaer и детектором RT-DTGS FIR.

Были измерены спектры поглощения и отражения в спектральной области 10–700 см⁻¹ (диапазон длин волн от 1000 до 14.2 мкм). Измерялись образцы мембран (плёнок) толщиной 40–60 мкм, диаметром 10 мм и массой 0.01 г. Результаты измерений представлены на рис. 2. Низкое пропускание и отражение полученных плёнок вызывают

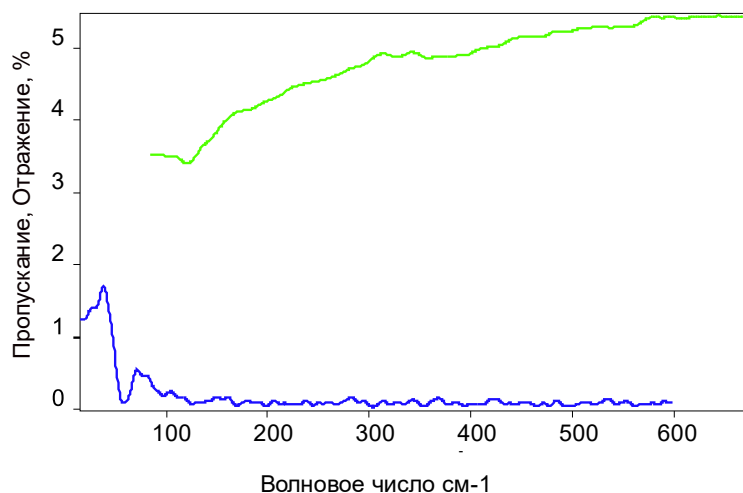


Рис. 2. Спектр пропускания (синяя кривая в нижней части) и спектр отражения (зеленая кривая в верхней части).

интерес для их применения в качестве малоинерционного черного тела для измерения коэффициентов поглощения и излучения материалов при криогенных температурах [11]. Проблема заключается в том, что большинство материалов более прозрачны в длинноволновой области спектра. Металлы имеют высокое отражение. Данная работа выполнена в направлении поиска материала с низким отражением и высоким поглощением.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование: РЭМ высокого разрешения FE-SEM Hitachi S-5500, ИК-Фурье спектрометр Bruker VERTEX 80V и магнетрон Emitech K575XD. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-29-19078 МК.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Lee // Chem. Rev. 2014. V. 114. P. 7487.
2. E. Chernova et al. // Sci. Rep. 2016. V. 6. 31183.
3. K.P. Lee, D. Mattia // J. Membr. Sci. 2013. V. 435. P. 52.
4. J. Ferré-Borrull et al. // Materials. 2014. V. 7. P. 5225.
5. D. Gong et al. // Biomed. Microdevices. 2003. V. 5 P. 75.
6. C.S. Law et al. // Nanomaterials. 2018. V. 8. 788.
7. S.E. Kushnir, T.Yu. Pchelyakova, K.S. Napolskii // J. Materials Chemistry C. 8. 2018. V. 6, 45. P. 12192.
8. L. Zhou et al. // Science Advances. 2016. V. 2 (4). e1501227.
9. T. Králík et al. // Metrologia. 2016. V. 53 (2). P. 743.
10. S.I. Woods et al. // Metrologia. 2012. V. 49. (6). P. 737.
11. A.A. Ivanenko et al. // Optical Materials. 2017. V. 73. P. 388.

Хиральность локализованных мод в фотонных структурах

И. В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

²Сибирский федеральный университет, г. Красноярск

tiv@iph.krasn.ru

Лекция посвящена локализации света в самоорганизующихся, искусственных и биологических материалах. Рассмотрены хиральные и топологически устойчивые моды светового излучения, квантово-оптические аналогии, поляризационные связанные состояния в континууме, оптические таммовские состояния.

В явлениях окружающего нас мира ярко проявляется неравноправный характер взаимодействия двух типов материи, вещества и светового излучения, то есть волн электромагнитного поля. Как правило, даже в резонансном случае, поле слабо влияет на структуру вещества. Напротив, вещество навязывает полю свою структуру, свои размерные, топологические и симметричные свойства [1]. Хиральность (от греческого χεῖρ, “хеир” – рука, в латинском варианте – киральность) – это нарушение зеркальной симметрии. Хиральным веществом может служить как оптический материал, в случае оптической активности и бианизотропии, так и структура, например, при вращательно-поступательной симметрии у винтовой пространственной спирали [2]. В данной лекции мы ограничимся рассмотрением структурно хиральных сред – это анизотропные среды, оптическая ось которых поворачивается. В случае равномерного поворота говорят о геликоидальных или спиральных средах.

Определяющую роль в проектировании оптических свойств играют симметрии. Можно рассматривать симметрии в порядке их нарушения по мере удаления от однородной среды, обладающей всеми симметриями пространства и времени. В фотонике принято говорить о кристаллографических симметриях: трансляционных, зеркальных и вращательных. Особый интерес вызывают структуры с периодическим изменением диэлектрических свойств на масштабе длины волны света – фотонные кристаллы [3]. Конструктивная интерференция периодически повторяющихся отражений (эффект Брэгга), порождает полосы отражения в спектре проходящего сквозь структуру света. В случае бесконечного фотонного кристалла такие интервалы частот называют фотонными запрещенными зонами, стоп-зонами. Анизотропия хиральных фотонных структур сказывается в зависимости спектров от поляризации излучения. В геликоидальной фотонной структуре (рис. 1) стоп-зона проявляется лишь для одной круговой поляризации, соответствующей знаку закручивания геликоида [4]. Дефекты структуры, точечные, линейные, поверхностные и объемные, приводят к локализации электромагнитных волн. Локализованную моду определим как ограниченный в пространстве сгусток световой энергии. Заимствованный из физики твердого тела язык зонной структуры и дисперсионных уравнений естественно подходит для описания свойств фотонных кристаллов. Особенность фотоники проявляется в том, что типичные структуры изготавливаются по методу сверху-вниз и, как правило, имеют малое число периодов. Проявляются особенности границ, которыми можно было пренебречь при большом числе периодов. В реальности экстинкция (рассеяние, диссипация в материале) и пространственная ограниченность фотонных структур приводят к тому, что локализованная мода проявляется в виде резонанса в стоп-зоне, которому соответствует спектральная линия конечной ширины. Соответствующее сгущение световой энергии есть вторичная фотонная структура, состоящая уже не из атомов, а собственно из фотонов.

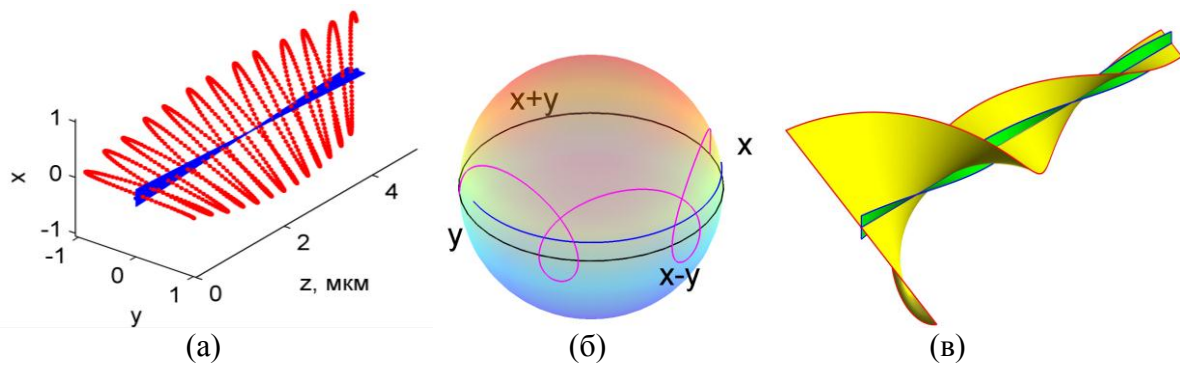


Рис 1. (а) Эффект Могена, $\lambda \ll p$ – вращение поляризации электрического поля (красная кривая) вслед за оптической осью геликоидальной структуры (синяя лента). (б) Нарушение эффекта Могена, $\lambda < p$. Эволюция поляризации света по мере прохождения геликоидальной структуры изображена малиновой трохойдой на сфере Пуанкаре. Полюса сферы – круговые поляризации, верхнее полушарие – правые эллиптические поляризации. Направлениям y , $x-y$, x , $x+y$ соответствуют линейные поляризации под углами 0 , 45 , 90 и 135 градусов, соответственно. (в) Круговая дифракция Брэгга формирует в геликоидальной фотонной структуре дифрагирующую стоячую волну с тем же шагом винта, что и у геликоида структуры $\lambda = p$. Поворот оптической оси изображен синим и зеленым, напряженность электрического поля изображена красным и желтым. Длина волны света в структуре сохраняется при изменении частоты на протяжении стоп-зоны, угол между напряженностью поля и оптической осью изменяется, компенсируя изменение частоты.

Рассмотрены спектральные и поляризационные свойства ряда фотонных структур, не обладающих зеркальной симметрией. Для таких хиральных структур выявлены новые поляризационные свойства в локализованных резонаторных модах при проявлении эффекта Могена, оптической активности, селективного брэгговского отражения, геометрической фазы. Особое внимание уделено свойствам геликоидальной структуры. Эти свойства играют важную роль в самоорганизующихся и биологических материалах, объясняют оптические процессы на первичных стадиях фотосинтеза [5], яркую окраску, способствуют защите растений от ультрафиолетового излучения. Приводятся квантово-оптические аналогии: поляризационные связанные состояния в континууме, оптические эффекты Бормана и Косселя [4], оптическое таммовское состояние, локализованное на границе между хиральным и нехиральным зеркалами в виде слоя холестерика и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала. Значительное внимание уделено свойствам локализованных оптических мод в холестерическом жидком кристалле с резонансными включениями. Отмечаются новые возможности эффективного управления спектральными свойствами резонансной фотоннокристаллической структуры за счет комбинации дисперсии резонансной среды и собственной дисперсии холестерика. Описаны управляемые гибридные моды в структуре холестерика, обусловленные связью локализованных мод.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект МНТ_a № 19-52-52006).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.Ф. Шабанов // УФН, 2020, Т. 190, С. 37–62.
2. В.А. Твердислов, Е.В. Малышко // УФН, 2019, Т. 189, С. 375–385.
3. В.И. Белотелов, А.К. Звездин “Фотонные кристаллы и другие метаматериалы” (Приложение к журналу “Квант”, № 2) М.: Бюро Квантум, 2006.
4. V.A. Belyakov. “Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media” New York: Springer-Verlag, 2019.
5. Е.Р. Буханов, М.А. Коршунов, А.В. Шабанов // Сиб. лес. жур. 2018. №5. С. 19–32.

Нанопотоника в высших растениях

Е.Р. Буханов, А.В. Шабанов
Институт Физики им. Куренского ФИЦ СО РАН
k26tony@ya.ru

Фотосинтез, преобразование солнечного света в химическую энергию, имеет большие перспективы для устойчивого производства продуктов питания и топлива [1]. У высших растений светозависимые реакции фотосинтеза происходят на уровне тилакоидной мембраны внутри хлоропластов. В большинстве физиологических условий тилакоидная мембрана растений морфологически разделяется на плотно уложенные грани и не сдавленные пластинки - стромы, составляющие грани [2]. Грана имеет дискоидальную форму с диаметрами, обычно указанными в диапазоне от 200 до 600 нм [3]. Тилакоидная мембрана разделяет хлоропласт на два жидких пространства, известных как строма и просвет. Хотя есть хорошо известные фотохимические преимущества этой морфологии [4], причины ее развития у высших растений остаются только понятными частично.

Большие различия видны в организации тилакоидной мембраны у растений, которые адаптировались к различным условиям освещения. Количество слоев на гранулу намного больше у растений прорастающим в тени, чем у адаптированных к солнцу, в то время как количество гран на хлоропласте ниже [5]. Важно отметить, что структура, состав и адаптация тилакоидных мембран значительно различаются у разных видов.

В каждом масштабе (от молекулы клетки до листа в целом) в растениях выработались механизмы, регулирующие поглощение света, включая движения листьев в пологе, движения хлоропластов в клетке [6], а также изменения концентрации и состава пигмент-белковых комплексов на молекулярном уровне [7]. Интересно, что ультраструктуре тилакоидов, которая является промежуточным уровнем между клетками и молекулами, уделяется мало внимания, несмотря на большие изменения, упомянутые выше. В то время как перенос света хорошо описывается лучевой оптикой на уровне купола, листьев и клеток, на уровне тилакоидов, размер и расстояние между гранами сопоставимы с длинами волн фотосинтетически активного излучения (400–700 нм условно), и требуется волновое описание. Известно, что нанопотонные эффекты, возникающие в этом режиме, приводят к противоречащим оптическим эффектам в диэлектрических наночастицах, включая направленное рассеяние, захват света и усиление, фокусировку ниже дифракционного предела и резонансы Ми [8].

Известно, что у растений фотонные эффекты вызывают структурный цвет [9]. Предварительные численные исследования показали важность дифракционных эффектов и непригодность лучевой оптики на уровне тилакоидов [10]. Новое исследование показало, что иридопласты у обитающих в тени видов бегонии имеют тилакоидные мембраны, организованные в плоскую многослойную структуру, что обуславливается свойствами фотонных кристаллов [11].

В работе [3] грани рассматриваются как биологические аналоги диэлектрических наночастиц. Эти сходящиеся данные свидетельствуют о том, что морфологическое разделение тилакоидной мембраны способствует значительным нанопотоническим эффектам. В настоящее время существует настоятельная необходимость лучше понять эти эффекты, чтобы помочь расшифровать множественные функции тилакоидной мембраны и разработать стратегии для улучшения характеристик фотосинтеза.

Одной из первых теоритически расчетных работа на эту тему была статья 2017 года [12]. Авторы попытались в первом приближении рассчитать электромагнитные характеристики поля в слоистых структурах приближенных к хлоропластам, а именно было проведено исследование поведения электромагнитного поля в ограниченных фотонных кристаллах с дефектами. Для расчетов использовались показатели преломления, близкие к биологическим, а структурные единицы обладали разупорядоченностью по толщинам. Также была решена обратная задача нахождения скрытой упорядоченности на основе множества Кантора. В результате было выявлено, что, несмотря на низкий диэлектрический контраст линейных размеров слоев и неупорядоченность (до 50 %), такие структуры обладают уникальными оптическими свойствами, присущими фотонным кристаллам. Центральное расположение дефекта способствует возможности усиления амплитуды электромагнитных волн в нем. Общая разупорядоченность окружающих слоев также оставляет эту вероятность. При увеличении числа слоев в кристалле поле на дефекте усиливается в несколько раз (на полосе пропускания внутри стоп-зоны).

Затем основываясь на работе [12] было проведено исследование, охватывающее более широкую область строения листа, а именно: проведено численное исследование ограниченных одномерных фотонных кристаллов с малым диэлектрическим контрастом, содержащих подрешётки с разным периодом [13]. Таким образом моделируя структуру, состоящую из хлоропластов и иридопластов и расстоянием в роли цитоплазмы между ними. Результаты математического моделирования показали, что асимметричность системы приводит к изменению плотности фотонных состояний от частоты вплоть до увеличения в несколько раз в сравнении с симметричным случаем. В иридопластах увеличивается величина электромагнитного поля на одной из границ запрещённой зоны при увеличении асимметрии структуры. При появлении дефекта также увеличивается плотность фотонных состояний при увеличении асимметрии по толщинам на частоте дефектной моды.

Рост плотности фотонных состояний и амплитуды электромагнитного поля в иридопласте в спектральной зоне селективного отражения хлоропласта способствует увеличению фотосинтеза при дефиците синего света.

В работе [14] с использованием структурных данных о листьях растений методом трансфер-матриц выявлены особенности распространения света в биофотонно-кристаллических структурах. Обнаружено расщепление стоп-зоны на две. Вычислена плотность фотонных состояний и величина электромагнитного поля. Объяснено возникновение двух фотосистем (разделение стоп-зоны на две), особенность длинноволнового квантового выхода, его усиление (эффект Эмерсона), диссоциация воды в мягком режиме из-за возрастания на слоях электромагнитного поля.

Результаты расчёта с учётом спектра поглощения хлорофиллов показали изменения стоп-зонны: она расширилась, и появились дополнительные моды, которые обусловлены наличием дефектов в структуре. Плотность фотонных состояний в этом случае больше, чем плотности фотонных состояний упорядоченной структуры.

Вся стоп-зона разделена на две части. Красное падение квантового выхода обусловлено уменьшением в этой области длин волн плотности фотонных состояний. При облучении молекул длиной волны в области возбуждённые фотоны из синей области перебрасываются в красную часть зоны. При этом увеличивается квантовый выход фотосинтеза в красной области спектра.

Кроме того, результаты работы [14] поясняют механизм смещения красной границы разложения воды в сторону длинных волн в квазиупорядоченных структурах [15] по сравнению со структурами с малым периодом и уменьшение напряжения, необходимого для диссоциации воды в хлоропластах при их освещении [16].

Полученные результаты согласуются с хемиосмотической теорией Митчела [17] о механизмах преобразования энергии в биологических мембранах. Запасание энергии в АТФ происходит вследствие предварительного накопления зарядов на стенках мембраны. Разность электрохимического потенциала ионов водорода на сопрягающих мембранах (внутренних мембранах митохондрий, тилакоидов, хлоропластах) возникает за счёт поглощённых квантов света.

Полученные результаты хорошо объясняют механизмы эффекта Эмерсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. K. Ringsmuth, M. J. Landsberg, B. Hankamer // *Sustain Energy Rev.* 2016. V. 62. P. 134–163.
2. J. P. Dekker, E. J. Boekema // *Biochim. Biophys. Acta Bioenerg.* 2005. V. 1706. P. 12–39.
3. T. Uwada et al. // *J. Phys. Chem. B.* 2017. V. 121. P. 915–922.
4. J. M. Anderson et al. // *Photosynth. Res.* 2008. V. 98. P. 575–587.
5. J. M. Anderson, W. S. Chow, D. J. Goodchild // *Aust. J. Plant Physiol.* 1988. V. 15. P. 11–26.
6. I. Terashima et al. // *Plant Physiol.* 2011. V. 155. P. 108–116.
7. R. Kouřil et al. // *Biochim. Biophys. Acta Bioenerg.* 2013. V. 1827. P. 411–419.
8. A. Capretti, A. Lesage, T. Gregorkiewics // *ACS Photonics.* 2017 V. 4. P. 2187–2196.
9. S. Vignolini et al. // *J. R. Soc. Interface.* 2013. V. 10. P. 20130394.
10. O. Margalit, V. Sarafis, Z. Zalevsky // *Optik.* 2010. V. 121. P. 1439–1442.
11. M. Jacobs et al. // *Nat Plants.* 2016. V. 2. P. 16162.
12. А. В. Шабанов, М. А. Коршунов, Е. Р. Буханов // *Компьютерная оптика.* 2017. Т. 41. № 5. С. 680-686.
13. А. В. Шабанов, М. А. Коршунов, Е. Р. Буханов // *Компьютерная оптика.* 2019. Т. 43. № 2. С. 231-237.
14. М. А. Коршунов и др. // *Доклады академии наук.* 2018. Т. 478. № 3. С. 280-283.
15. С. В. Карпов, В. В. Слабко “Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов” Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003.
16. R. Pinhassi et al. // *Nature Communs.* 2016. V. 12552. P. 1–10.
17. В. П. Скулачев “Энергетика биологических мембран” М.: Наука, 1989.