

НАНОФОТОНИКА, МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Теория связанных мод для резонансных дифракционных решёток <i>Д.А. Быков, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович</i>	1
Супер-связанные состояния в континууме в фотонном кристалле за счет слияния резонансов <i>Г.В. Шадрина, Е.Н. Булгаков, А.Ф. Садреев</i>	2
Дифференцирование оптических сигналов с помощью интегральной структуры «металл-диэлектрик-металл» <i>А.И. Кашапов, Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович</i>	4
Управление параметрами гибридной структуры для получения связанных хиральных оптических таммовских состояний <i>Н.В. Рудакова, Станислав Денисович Корнев, И.В. Тимофеев, Р.Г. Бикбаев, С.Я. Ветров</i> ...	6
Мозаичный фотонный топологический изолятор на массиве четырехугольных призмных резонаторов <i>П.Н. Ким, Д.П. Федченко, Н.В. Рудакова, И.В. Тимофеев</i>	8
Формирование пространственно-временных оптических вихрей при помощи гиперболических метаматериалов с оптической нелокальностью <i>В.Б. Новиков</i>	11
Моды невидимости в диэлектрических частицах <i>А.Р. Бекиров</i>	15
Аперiodические и квазикристаллические микрорезонаторные структуры для усиления магнитооптического эффекта Фарадея <i>П.В. Головкин, Д.О. Игнатъева, В.И. Белотелов</i>	18
Динамика волн Блоха в фотонных кристаллах конечных размеров с непараллельной структурой <i>А.Д. Никитченко, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов</i>	21
Особенности ионизации примесей в щелевом графене в квазиклассически сильном постоянном электрическом поле <i>О.Ю. Бабина, С.Ю. Глазов, И. А. Подгорная</i>	23
Плазменные возбуждения в двумерном электронном газе <i>К.В. Бухенский, А.Б. Дюбуа, А.Н. Конюхов, С.И. Кучерявый, А.С. Сафошкин</i>	25
Фотодетектор горячих электронов на основе таммовского плазмон-поляритона <i>Р.Г. Бикбаев, Ч.-Х. Хуан, Ч.-Х. Ву, М.-Д. Йе, Ч.-В. Чэнь, Т.-Д. Ван, В. Ли, Г.-П. Чэнь,</i>	

<i>И.В. Тимофеев</i>	27
Оптимизация эффективности фотодетектора на основе пленки германия в структуре с таммовским плазмон-поляритоном	
<i>Ю.В. Конов, Р.Г. Бикбаев, И.В. Тимофеев</i>	29
Определение оптического профиля тонких градиентных пленок методом поверхностного плазмонного резонанса	
<i>А.В. Анисимов, С.А. Лобастов, И.Ш. Хасанов</i>	31
Фотосинтетический аппарат на примере холестерической жидкокристаллической пленки, легированной пигментным комплексом высших растений	
<i>Е.Р. Буханов, А.Д. Шефер, Т.А. Зотина, М.Н. Крахалёв</i>	37
Влияние асимметрии положения дефекта фотонного кристалла на поглощение света	
<i>Л.Е. Тырышкина, Н.В. Рудакова, П.С. Панкин, Д.С. Бузин, И.В. Тимофеев</i>	41
Оптическая и электронная микроскопия кластеров наночастиц Nd^{3+}: LaF_3LaF_3, синтезированных ГТМВ методом	
<i>Г.О. Силаев, А.Т. Шайдулин, О.В. Уваров, Е.О. Орловская, Ю.В. Орловский, Ю.Г. Вайнер</i>	44
Фотоионизация в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок под действием предельно короткого оптического импульса	
<i>Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко</i>	45
Исследование дифракции света на электрически управляемых мультиплексированных многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структурах	
<i>В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович, Д.С. Растрыгин</i>	47
Уединенные электромагнитные волны в графеновых сверхрешетках со слабой неаддитивностью энергетического спектра	
<i>О.Ю. Бабина, С.Ю. Глазов, И.А. Подгорная, И.Н. Федулов</i>	51

Теория связанных мод для резонансных дифракционных решёток

Д.А. Быков^{1,2}, Е.А. Безус^{1,2}, Л.Л. Досколович^{1,2}

¹Институт систем обработки изображений РАН — филиал федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
bykovd@gmail.com

Теория связанных мод (англ. coupled-mode theory), впервые предложенная в 50-х годах прошлого века [1, 2], сегодня находит широкое применение при описании различных элементов электроники и фотоники [1–10]. В лекции будет представлен краткий обзор современного состояния теории связанных мод.

В большинстве существующих работ отдельно рассматриваются так называемые пространственная и временная формулировки теории связанных мод. Пространственная формулировка обычно применяется для описания распространения мод в близко расположенных (оптически связанных) волноводах [3, 4]. Временная теория описывает эволюцию электромагнитного поля во времени и применяется для описания оптических свойств отдельных [5] или нескольких связанных резонаторов [6].

Особое внимание в лекции будет уделено пространственно-временной формулировке теории связанных мод, описывающей оптические свойства резонансных дифракционных решёток и учитывающей зависимость электромагнитного поля моды как от времени, так и от одной [7] или двух [8] пространственных координат. В рамках данной теории могут быть описаны различные резонансные эффекты, возникающие в субволновых дифракционных решетках и включающие, в частности, появление резких максимумов и минимумов в спектрах отражения и пропускания, усиление интенсивности электромагнитного поля внутри структуры, эффекты преобразования поляризации [5–8]. Данные эффекты не только представляют большой теоретический интерес, но и важны, в частности, при создании оптических сенсоров и фильтров. Кроме того, в лекции будут рассмотрены эффекты преобразования формы оптических пучков и импульсов, формирование связанных состояний в континууме и исключительных (особых) точек [9]. Также будет обсуждено применение теории связанных мод для описания оптических свойств резонансных дифракционных решёток с параметрами, изменяющимися в пространстве [10].

Работа выполнена за счёт Российского научного фонда (проект № 22-12-00120).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Pierce // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. No 2. P. 179.
2. R. W. Gould // IRE Trans. Electron. Devices. 1955. V. 2. No 4. P. 37.
3. H. A. Haus “Waves and field in optoelectronics”, Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1984.
4. H. A. Haus, W. Huang // IEEE Proc. 1991. V. 79. No 10. P. 1505.
5. S. Fan, W. Suh, J. D. Joannopoulos // J. Opt. Sol. Am A. 2003. V. 20, No 3. P. 569.
6. W. Suh, Z. Wang, S. Fan // IEEE J. Quantum Electron. 2004. V. 40, No 10. P. 1511.
7. D. A. Bykov, L. L. Doskolovich // Opt. Express. 2015. V. 23. No 15. P. 19234.
8. D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, V. A. Soifer // Opt. Express. 2017. V. 25. No 2. P. 1151.
9. D. A. Bykov, L. L. Doskolovich // Phys. Rev. A. 2018. V. 97. No 1. P. 013846.
10. D. A. Bykov, E. A. Bezus, A. A. Morozov, V. V. Podlipnov, L. L. Doskolovich // Phys. Rev. A. 2022. V. 106. No 5. P. 053524.

Супер-связанные состояния в континууме в фотонном кристалле за счет слияния резонансов

Г.В. Шадрина¹, Е.Н. Булгаков², А.Ф. Садреев²

¹Институт вычислительного моделирования, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

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

galiy_sha@mail.ru

Связанные состояния в континууме (ССК) реализуются в бесконечных фотонных кристаллах (ФК) и представляют собой моды с теоретически бесконечной добротностью (Q) [1]. Однако, для конечных ФК они превращаются в квази-ССК с конечным Q фактором, асимптотическое поведение которого обычно подчиняется степенному закону $Q(N) \sim N^\alpha$. Где $\alpha=2$ для защищенных по симметрии ССК, и $\alpha=3$ для так называемых случайных ССК в Γ -точке. Малые цепочки могут обладать высокой добротностью, если показатель α велик. Такая ситуация имеет место в случае дипольной цепочки, впервые предложенной Корнованом и др. [2], когда $\alpha > 6.88$ при гибридизации первой и третьей стоячих мод. Позднее, в статье [3] рассматривается механизм супер-ССК, приводящий к увеличению α от 2 до 3 на массиве коаксиальных дисков за счет пересечения частот двух симметрично-защищенных (СЗ) ССК в Γ -точке.

В этой работе мы исследовали пересечения частот двух симметрично-защищенных ССК, которое сопровождается слиянием одного из СЗ ССК и ССК Фридриха-Винтгена в случае одномерной решетки диэлектрических стержней. Слияние ССК в Γ -точке наблюдается как в импульсном пространстве блоховского вектора k_x , так и волнового вектора k_z , направленного вдоль стержней, образующих решетку. На рисунке 1а можно видеть пересечение частот (avoided crossing) двух СЗ ССК в Γ -точке для бесконечной одномерной решетки диэлектрических ($\epsilon=12.1104$) стержней прямоугольного сечения шириной $D/a=0.75$ (a – период решетки) и высотой H/a . Рисунок 1б демонстрирует слияние верхнего по частоте СЗ ССК с Фридрих-Винтеновским (ФВ) ССК при не нулевом волновом векторе для той же системы.

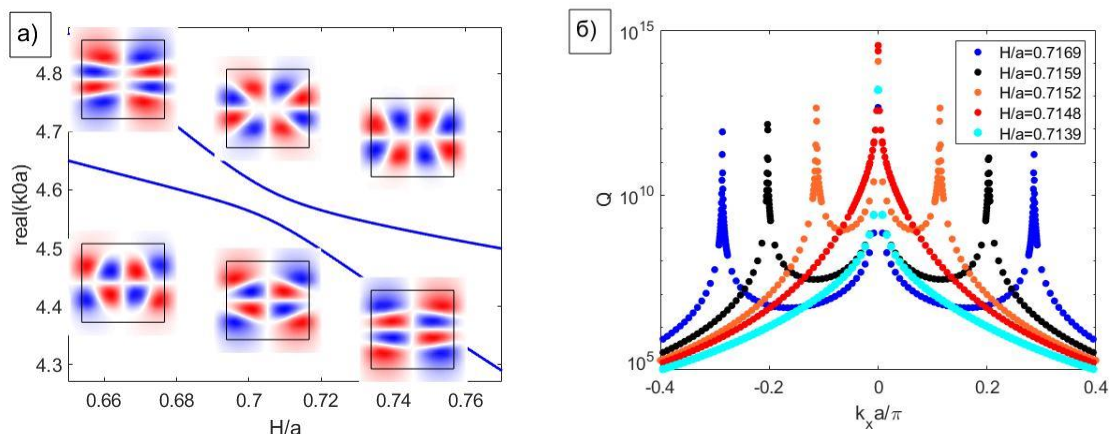


Рис. 1. (а) Пересечение (avoided crossing) двух симметрично-защищенных ССК в Γ -точке, на вкладках показан вид волновой функции. (б) Слияние ФВ ССК и СЗ ССК в блоховском пространстве векторов k_x .

Предложенная аналитическая теория показывает смену асимптотического поведения добротности от числа резонаторов от N^2 к N^3 при пересечении частот (avoided crossing). Наше рассмотрение конечной цепочки основывается на разделении вкладов в радиационные потери. Один вклад обусловлен потерями с концов и имеет универсальную зависимость $1/Q_{\text{end}} \sim 1/N^3$, другой вклад от излучения с поверхности со

стандартным поведением $1/Q_{(aside)} \sim 1/N^2$, и по этой причине в обычной ситуации концевые потери не проявляются, поскольку доминирует всегда поверхностный вклад. Однако возможен случай, когда поверхностное затухание подавлено, благодаря механизму слияния ССК, как в нашем случае, то есть ведет себя как $1/Q_{(aside)} \sim 1/N^6$. Тогда главную роль в затухании играют именно концевые потери. Численный эксперимент подтверждает результат теории.

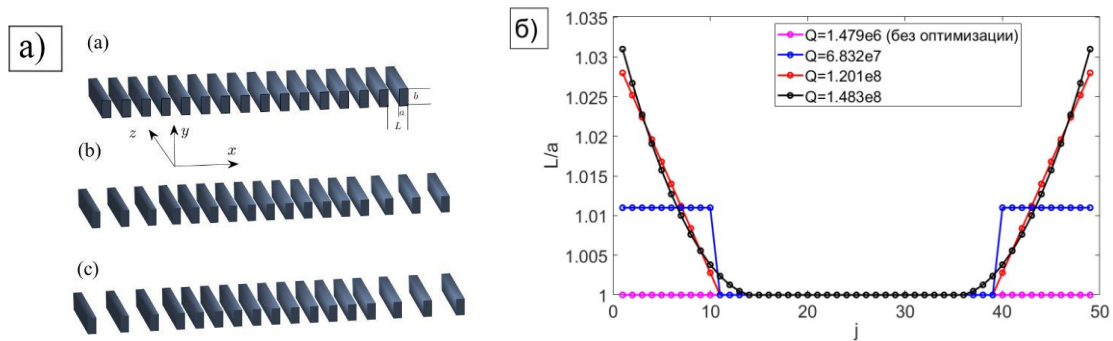


Рис. 2. (а) Схематичное представление растянутых структур, сверху исходный ФК с постоянным периодом, у структуры (b) период на краях меняется скачком, (c) плавное изменение периода от середины к краю. (б) Оптимизированные по Q фактору структуры для нескольких типов растяжения. Добротности приведены в Γ -точке для $D/a=0.75$ $N/a=0.7149$ когда поверхностное затухание максимально подавлено.

Помимо подавления излучения с поверхности структуры, мы предлагаем еще один эффективный способ повышения добротности. Оказалось, что растяжение ФК вдоль направления периодичности приводит к дополнительному подавлению излучения с концов решетки. Растянутые структуры схематично представлены на рисунке 2а. Изменение периода решетки проводилось по разным законам, например, можно резко изменять период, или линейно и квадратично. На рисунке 2б показаны оптимизированные структуры в отношении Q фактора для этих типов растяжения. Видно, что лучший из оптимизированных вариантов дает прирост к добротности на два порядка относительно добротности ФК с постоянным периодом.

Таким образом, мы предлагаем способ реализации супер-квази-ССК в одномерных решетках за счет механизма avoided crossing СЗ ССК, который сопровождается слиянием СЗ и ФВ резонансов, при этом показатель α для конечной цепочки увеличивается с 2 до 3. Дополнительно, добротность может быть на два порядка повышена благодаря подавлению концевое затухания при оптимальном выборе закона растяжения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00070).

ЛИТЕРАТУРА

1. C.W. Hsu et al. // Nat. Rev. Mater. 2016. V. 1. P. 16048.
2. D.F. Kornovan et al. // ACS Photonics. 2021. V. 8. No 12. P. 3627.
3. Z. Zhang et al. // Super quasi-bound state in the continuum. (в печати)

Дифференцирование оптических сигналов с помощью интегральной структуры «металл-диэлектрик-металл»

А.И. Кашапов^{1,2}, Е.А. Безус^{1,2}, Д.А. Быков^{1,2}, Л.Л. Досколович^{1,2}

¹Институт систем обработки изображений РАН — филиал федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

²Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

ar.kashapov@outlook.com

Дифференцирование оптических сигналов по временной или пространственной координате имеет различные приложения в задачах оптических вычислений, оптической обработки изображений и ряде других научных и инженерных задач. Одной из наиболее простых структур для применения в качестве оптического дифференциатора является слоистая структура «металл-диэлектрик-металл» (МДМ-структура), состоящая из диэлектрического слоя, расположенного между двумя металлическими слоями [1–3]. Используя модель многолучевой интерференции, можно показать, что за счет выбора толщин верхнего металлического и диэлектрического слоев МДМ-структуры можно добиться выполнения необходимого условия для оптического дифференцирования (наличия нуля в спектре отражения структуры) при заданных материалах, длине волны, угле падения волны, поляризации и толщине нижнего слоя структуры [4, 5]. В настоящей работе предлагаются и исследуются интегральные аналоги слоистой МДМ-структуры, предназначенные для оптического дифференцирования во времени и по пространственной координате.

Геометрия предлагаемой интегральной МДМ-структуры представлена на рис. 1а. Структура состоит из двух металлических «полос», «погруженных» в одномодовый плоскопараллельный диэлектрический волновод. В настоящей работе рассматривается пример со следующими параметрами: толщина волновода $h=100$ нм, показатели преломления волноводного слоя, области над структурой и подложки $n_{wg} = 3.32$ (GaP), $n_{sup} = 1$ и $n_{sub} = 1.45$ соответственно, материал металлических полос – золото (показатель преломления $n_m = 0.1884 + 3.403i$), длина волны в свободном пространстве $\lambda = 630$ нм. При указанных параметрах в волноводе существует ТЕ-поляризованная мода с эффективным показателем преломления (константой распространения, нормированной на волновое число) $n_{eff,TE} = 2.756$. Отметим, что приведенные параметры примера не являются уникальными и результаты, аналогичные приведенным ниже, могут быть получены для различных сочетаний материалов структуры и длин волн падающего излучения.

Рассмотрим наклонное падение ТЕ-поляризованной моды на структуру при фиксированном угле падения $\theta_0 = 55^\circ$. При указанном угле падения при дифракции моды на структуре отсутствуют рассеяние падающей волны из волновода (в области над и под структурой) и возбуждение ТМ-поляризованных отраженной и прошедшей мод. Теоретический анализ на основе модели связанных волн, аналогичный анализу, проведенному в работе [4], показывает, что при фиксированной ширине правой металлической полосы можно выбрать значения ширины левой металлической полосы и диэлектрической части структуры, разделяющей металлические полосы, обеспечивающие нулевое отражение. На рис. 1 показаны угловые (рис. 1б) и частотные (рис. 1в) спектры структуры с параметрами $w_1 = 29$ нм, $s = 253$ нм, $w_2 = 200$ нм. Спектры исследуемой структуры были рассчитаны с использованием собственной реализации непериодического варианта метода фурье-мод [6]. Из рис. 1б видно, что, в окрестности нуля спектр исследуемой структуры хорошо аппроксимируется передаточной функцией (ПФ) идеального дифференцирующего фильтра ($\sim k_{x,inc}$).

Рисунок 1г показывает высокое качество вычисления производной профиля падающего «волноводного» Гауссова пучка с профилем $\exp[-(x/\sigma)^2]$, где $\sigma = 10$ мкм (рис. 1а). Действительно, численно рассчитанный профиль отраженного пучка P_{refl} (сплошная линия на рис.1г) визуально хорошо повторяет «модельную» функцию (пунктирная линия на рис. 1г), соответствующую модулю аналитически рассчитанной производной. Величина среднеквадратичного отклонения (СКО) модуля численно рассчитанного профиля отраженного пучка P_{refl} от модельной функции, нормированной на величину $\max[|P_{\text{refl}}|]$, составляет 2.8%. Стоит отметить, что при вычислении ошибки сдвиг отраженного пучка на 1.45 мкм влево намеренно не учитывался.

Также важно отметить, что хотя на рис. 1 рассматривается только дифференцирование по пространственной координате, рассматриваемая интегральная МДМ-структура может быть также использована и для дифференцирования падающего импульса во времени, о чем свидетельствует спектр, приведенный на рис. 1в.

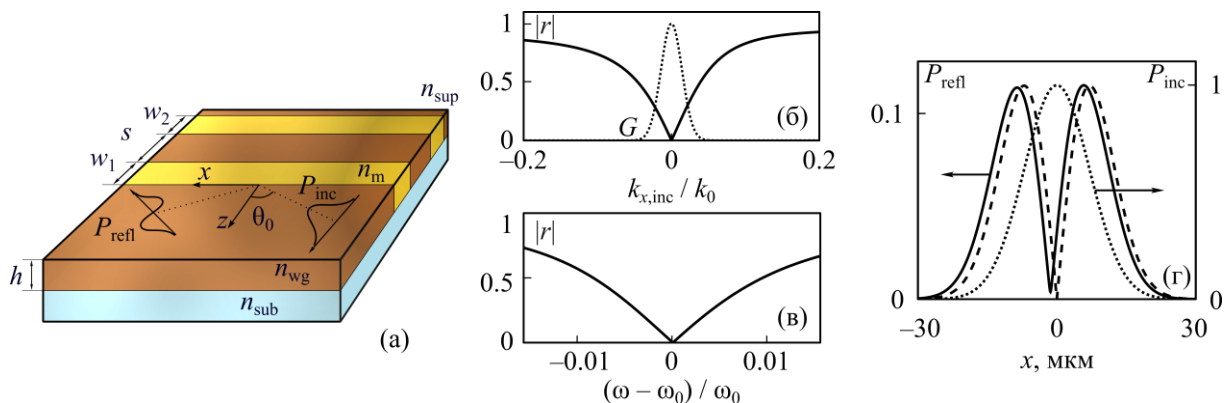


Рис. 1. (а) Геометрия интегральной МДМ-структуры; (б) угловой спектр абсолютной величины коэффициента отражения интегральной МДМ-структуры, рассматриваемой в качестве оптического дифференциатора по пространственной координате (сплошная линия), и спектр падающего пучка (точечная линия); (в) частотный спектр коэффициента отражения исследуемой структуры; (г) модуль профиля падающего (точечная линия) и отраженного (сплошная линия) пучков, аналитически рассчитанная производная (пунктирная линия).

В заключение, в настоящей работе показано, что интегральная структура «металл-диэлектрик-металл», состоящая из двух металлических «полос», «погруженных» в плоскопараллельный диэлектрический волновод, может быть использована в качестве оптического дифференциатора по пространственной координате или во времени. Приведенный пример демонстрирует высокое качество дифференцирования для случая вычисления первой производной по пространственной координате профиля оптического пучка, наклонно падающего на структуру. По мнению авторов, полученные результаты перспективны для новых интегрированных «на чипе» систем оптической обработки информации и оптических вычислений.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00514).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Yan // J. Opt. 2013. V. 15. No. 2. Art. No. 025006.
2. S. Shu, Z. Li, Y.Y. Li // Opt. Express. 2013. V. 21. No. 21. P. 25307.
3. Z. Li, S. Butun, K. Aydin // ACS Photonics. 2015. V. 2. No. 2. P. 183.
4. A.I. Kashapov et al. // J. Opt. 2021. V. 23. No. 2. Art. No. 023501.
5. A.I. Kashapov et al. // Comp. Opt. 2021. V. 45. No. 3. P. 356.
6. E. Silberstein et al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2001. V. 18. No. 11. P. 2865.

Управление параметрами гибридной структуры для получения связанных хиральных оптических таммовских состояний

Н.В. Рудакова^{1,2}, С.Д. Корнев^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}, Р.Г. Бикбаев^{1,2}, С.Я. Ветров^{2,1}

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

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

Natalya-V-Rudakova@iph.krasn.ru

Возбуждение локализованных на границе двух отражающих сред состояний с требуемыми спектральными характеристиками является в настоящее время актуальной задачей фотоники, для решения которой необходима разработка новых оптических схем и устройств. Если в качестве одной из отражающих сред является фотонный кристалл, а локализация поля на границе с ним сохраняется при углах, меньших угла полного внутреннего отражения (при малом волновом числе вдоль границы, выше светового конуса), то такое локализованное состояние является оптическим таммовским состоянием (ОТС) [1,2], аналогичным Таммовскому электронному состоянию из физики твердого тела.

Ранее было показано, что локализация поля на границе раздела между сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) [3] и холестерическим жидким кристаллом (холестериком) [4], являющимся хиральным материалом, позволяет получить высокодобротное хиральное оптическое таммовское состояние (ХОТС) [5], которое благодаря эффективному резонансному управлению можно использовать для интеллектуального проектирования лазерных и сенсорных устройств. Два хиральных оптических таммовских состояния могут быть оптически связаны между собой.

В настоящей работе рассмотрим гибридную структуру, представляющую собой многослойное СПАЗ, двумя параллельными сторонами сопряженное со слоями холестерика. На двух границах раздела между СПАЗ и холестериком (рисунок 1а), возникают связанные ХОТС.

Холестерик – это оптическая хиральная среда, обладающая непрерывной винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости. Для холестерика были использованы следующие параметры: шаг холестерика составляет $p = 0.46$ мкм, $L = 3$ мкм – общая толщина слоя ХЖК, показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей $n_{\parallel} = n_o^c = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}^c} = \sqrt{\varepsilon_o^c} = 1.45$ и $n_{\perp} = n_e^c = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^c} = \sqrt{\varepsilon_e^c} = 1.75$.

Многослойное СПАЗ представляет собой структуру, состоящую из чередующихся идентичных одноосных диэлектрических слоев с различными показателями преломления n_o^p и n_e^p для обыкновенного и необыкновенного лучей, $\bar{\varepsilon}^p = (\varepsilon_o^p + \varepsilon_e^p)/2$ – среднее арифметическое диэлектрических проницаемостей. Элементарная ячейка структуры состоит из пары слоев, оптические оси которых расположены ортогонально друг другу: вертикально и горизонтально (V-H). Число слоев СПАЗ равно N^p , период структуры $2a$, где a – толщина одного слоя. Для определенности положим толщину слоя $a = 117$ нм; показатели преломления $n_o^p = \sqrt{\varepsilon_o^p} = 1.45$ и $n_e^p = \sqrt{\varepsilon_e^p} = 1.75$.

Численные исследования, полученные с помощью метода матрицы переноса Берремана [6] показывают, что в случае $N^p = 10$, в спектре отражения можно увидеть две связанные моды (зеленая линия на рисунке 1б). При увеличении числа периодов СПАЗ до $N^p = 25$, в спектре оказывается только одно хиральное оптическое таммовское состояние (красная линия на рисунке 1б). Это связано с тем, что связь между модами пропадает, так как СПАЗ, состоящий из 25 периодов, не пропускает излучение и, как следствие, на второй границе зеркала ХОТС не возбуждается. На рисунке 1в с помощью

эффективного показателя преломления (синяя линия) показана структура, состоящая из СПАЗ, сопряженного со слоями холестерика, а также локализация поля для СПАЗ, содержащего 10 периодов (красная линия). Можно увидеть, что локальная интенсивность поля спадает экспоненциально с увеличением расстояния от границы раздела сред как на границе холестерик – СПАЗ, так и на границе СПАЗ – холестерик. В случае увеличения числа периодов СПАЗ до 25 локализация наблюдается только на границе холестерик – СПАЗ (рисунок 1г).

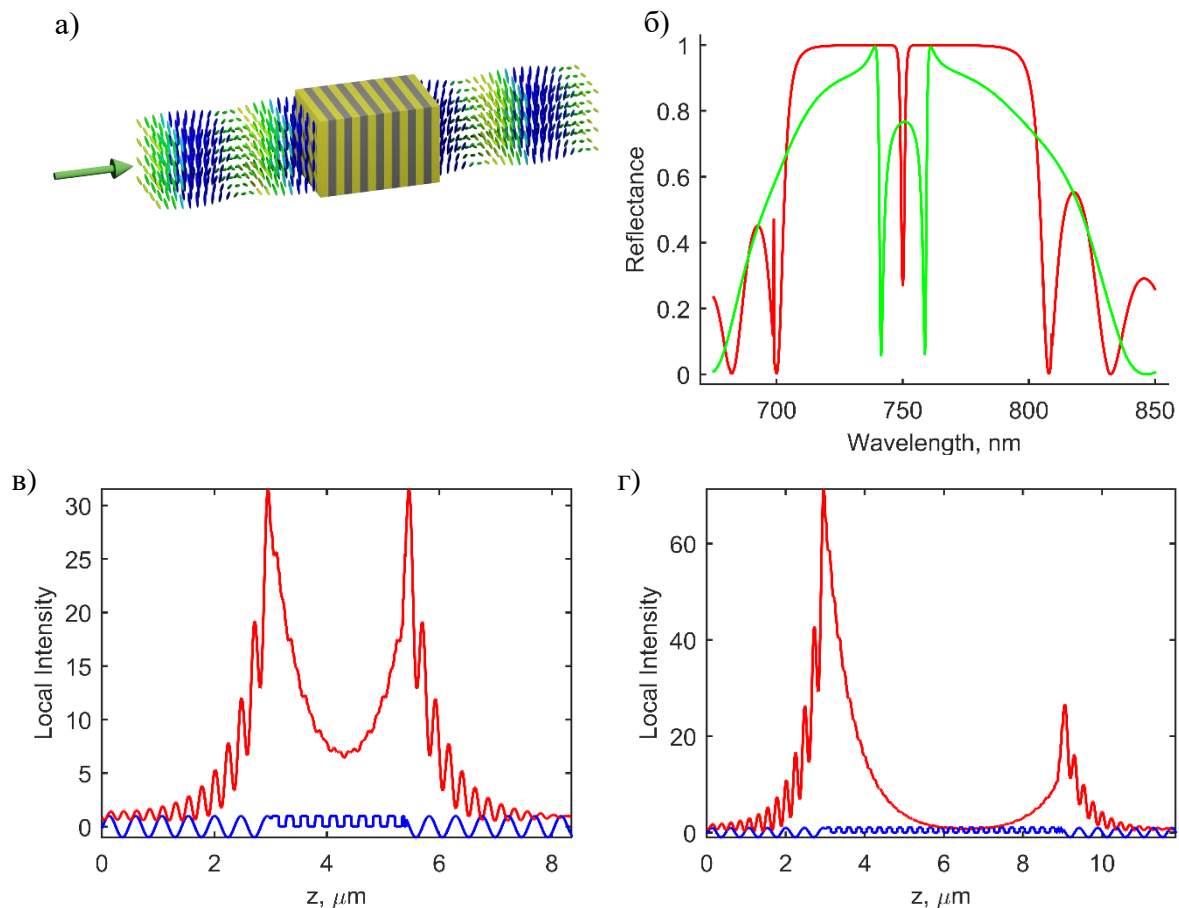


Рис. 1. а) Модель гибридной структуры, состоящей из сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала (СПАЗ), на параллельные грани которого нанесен холестерик; б) спектры отражения для структур с различной связью между хиральными оптическими таммовскими состояниями (ХОТС) (10 периодов СПАЗ - зеленая линия, сильная связь, 25 периодов СПАЗ – красная линия, спектральные проявления вырождаются в один провал отражения); эффективный показатель преломления (синий) и нормированная локальная интенсивность связанных ХОТС на длине волны 714,4 нм (в) и 750 нм. (г).

Таким образом, связанные хиральные оптические таммовские состояния можно получить путем сопряжения анизотропного сохраняющего поляризацию зеркала с двумя холестериками. По мере увеличения толщины СПАЗ связь между ХОТС уменьшается. Связью двух мод можно также управлять, меняя параметры холестерика.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Kaliteevski et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165415.
2. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров, // Письма в ЖЭТФ 2016 Т. 104, В. 6, С. 393–397.
3. N.V Rudakova et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 10.
4. V.A. Belyakov; A.S. Sonin Nauka Publ.: Moscow, Russia, 1982; p. 360.
5. N.V Rudakova et al. // Crystals, 2019, 9(10).
6. D.W. Berreman // J. Opt. Soc. Am. 1972, 62, 502.

Мозаичный фотонный топологический изолятор на массиве четырехугольных призмных резонаторов

П.Н. Ким^{1,2}, Д.П. Федченко^{1,2}, Н.В. Рудакова^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
Россия, 660036, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50

²Сибирский федеральный университет, 660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28
E-mail: petr.kim.01@mail.ru

Топологический изолятор – это материал, являющийся проводником на поверхности и изолятором в объеме [1]. Термин ‘топологический’ говорит об особом типе устойчивости поверхностных проводящих состояний. Ярким примером подобных состояний служат фотонные топологические изоляторы, реализованные на решетке спиральных волноводов [2] и решетке кольцевых резонаторов [3]. В данной работе рассматривается фотонный топологический изолятор, изготовленный из идентичных призмных резонаторов, соединенных друг с другом. Предложенная в статье модель является еще одной практической реализацией игры Руднера, представляющей собой простой топологический изолятор, описанный на языке вторичного квантования [4]. Теоретическое обоснование дополнительных поверхностных решений, отличающихся от руднеровских, дано в [5]. В данной работе для наглядности используется призмный фотонный топологический изолятор, построенный из одинаковых призмных резонаторов. В дальнейшем для краткости будем называть такой массив резонаторов мозаикой. Четырехугольная мозаика представляет собой двумерный периодический массив, в квадратной элементарной ячейке которого уместятся четыре призмы (2x2), причем одно из четырех мест оставляется пустым (рис. 1). В отличие от описанной в [4] теоретической модели в данной мозаике устраняется зазор между соседними призмными резонаторами. Пучок света циркулирует внутри мозаичного массива, проникая через смежные грани соседних резонаторов, меняя направление распространения за счет эффекта полного внутреннего отражения на открытых гранях. Траектория светового пучка устойчива относительно удаления или присоединения новых призмных резонаторов (рис. 1). Подобные фотонные топологические изоляторы теоретически описаны в [3–6] и практически реализованы на нескольких платформах [3,6]. Исследуемое состояние масштабируется по размеру призмных резонаторов (рис. 2), а также не чувствительно к изменению длины волны (рис. 3).

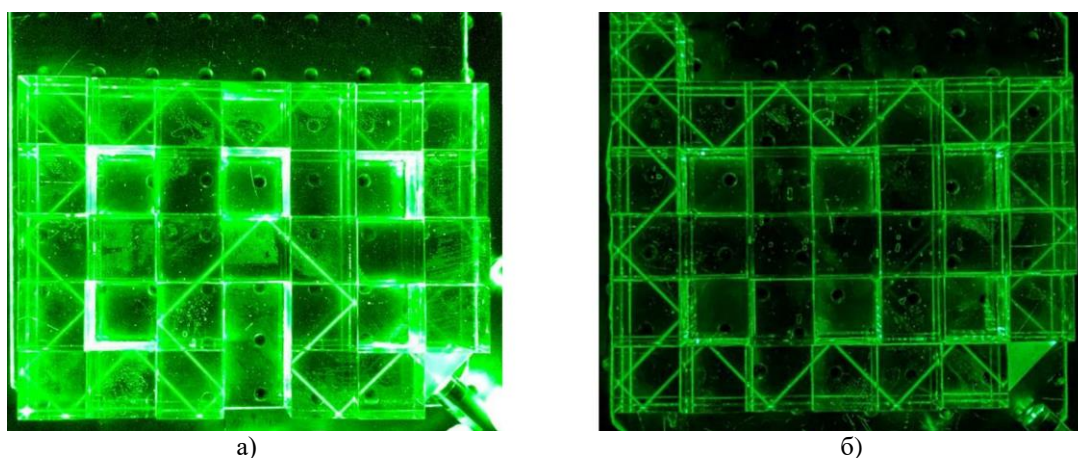


Рис. 1. Четырехугольная мозаика. Траектория светового пучка в массиве резонаторов устойчива к дефекту, полученному при удалении призмного резонатора (а) или добавлении нового призмного резонатора (б).

Для того, чтобы показать масштабируемость эффекта были использованы два типа призмённых резонаторов. Первый комплект был изготовлен из кварцевого стекла с показателем преломления 1,43 по методу Максудова [7] с точностью около 10 мкм. Линейные размеры призмённых резонаторов составили 12 мм×12 мм×8 мм. Для второго комплекта были выбраны стеклянные прямоугольные призмы промышленного изготовления из кронового стекла К9 с показателем преломления 1,517 и линейными размерами 30 мм×30 мм×30 мм с точностью около 30 мкм.

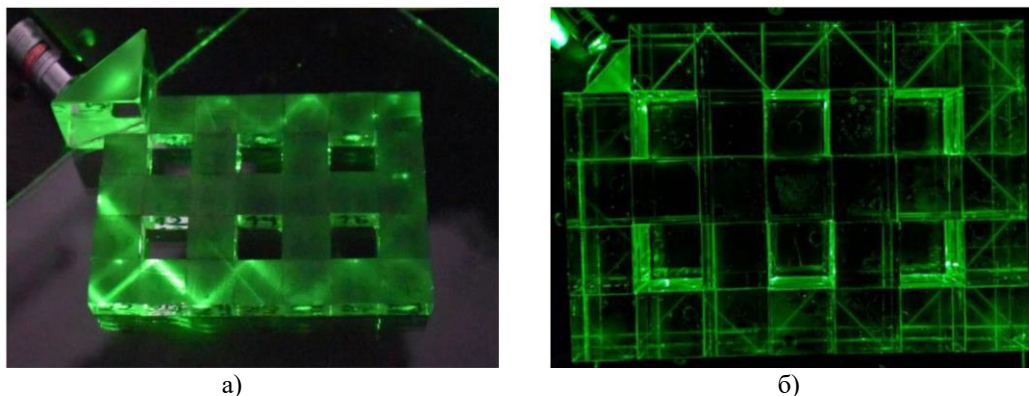


Рис. 2. Масштабируемость мозаики. Сравнение траекторий светового пучка: (а) в резонаторах 12 мм×12 мм×8 мм и б) 30 мм×30 мм×30 мм. Обе траектории топологически эквивалентны.

При практической реализации мозаика оказалась чувствительным к следующим параметрам эксперимента:

1. Зависимость траектории светового луча от угла падения.
2. Наличие рассеивающих световой пучок пылинок, ворсинок, пузырьков воздуха в слое соединительного материала (иммерсионной жидкости) между призмёнными резонаторами, остатки иммерсионной.
3. Нарушение параллельности граней при соединении призмённых резонаторов и погрешность в размерах призмённых резонаторов отклоняют направление светового луча, а также изменяют его апертуру и форму поперечного сечения. При сильном отклонении возможно расщепление светового пучка на вертикальных гранях призмённых резонаторов.

Количественные характеристики интенсивности светового пучка приводятся в таблице 1 для целой мозаики (28 резонаторов, рис. 2б) и дефектной мозаики с удаленным одним резонатором (27 резонаторов, рис. 1а). Относительная интенсивность нормируется к интенсивности луча, прошедшего через эталонный волновод, состоящий из восьми резонаторов (рис. 3). Во всем видимом диапазоне целая мозаика поглощает более половины излучения, в то время как дефектная мозаика теряет на 10-20% больше. Меньше всего потерь в структуре наблюдается на средней длине волны (532 нм). Первой причиной этого является дисперсия из-за разницы показателя преломления материала призмы и соединительного материала. Вторая причина – разница в поперечном сечении луча используемых источников. В целом, эти причины носят технический характер и не влияют на физические основы.

Таблица 1 – Производительность мозаики измеряется как относительная интенсивность светового пучка.

	Красный, 650 нм	Зелёный, 532 нм	Синий, 405 нм
28 резонаторов	51%	78%	68%
27 резонаторов	43%	65%	48%

На рисунке 3 подчеркивается масштабируемость мозаики. Во-первых, устойчивое топологическое состояние сохраняется для любой длины волны в видимом диапазоне, если показатель преломления достаточно высок. Во-вторых, размер резонатора фиксировался в сантиметровом масштабе; тем не менее, этот принцип аналогичен для произвольных размеров, превышающих длину волны и поперечное сечение луча.

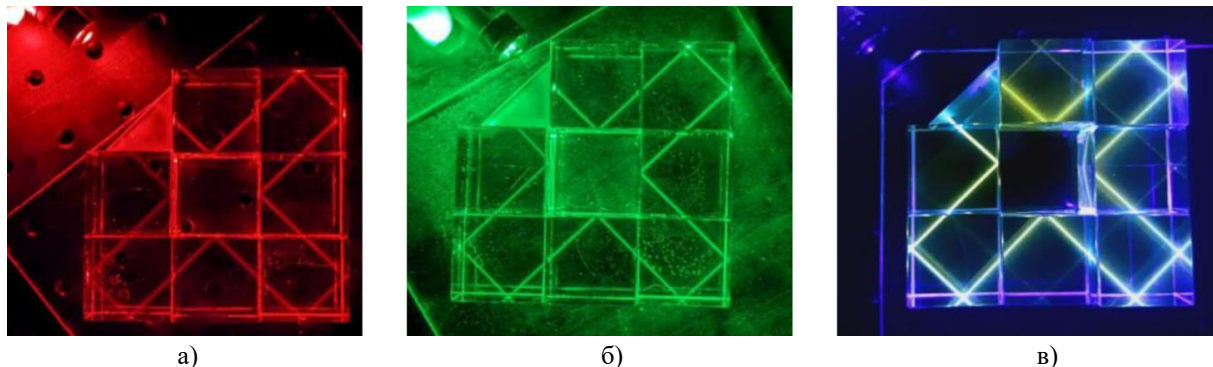


Рис. 3 Траектория светового пучка, не зависящая от длины волны. Лазерные лучи RGB-цветов проходят по одной и той же траектории через мозаику: (а) красный 650 нм, (б) зеленый 532 нм и (в) синий 405 нм.

В работе был предложен призмный фотонный топологический изолятор, состоящий из одинаковых четырехугольных резонаторов, граничащих друг с другом. Экспериментально продемонстрирована топологически защищенная траектория распространения светового пучка, сохраняющаяся при добавлении и удалении призмных резонаторов. Основные преимущества мозаики состоят в следующем: экспериментальная демонстрация новой платформы, ее надежность. В качестве направления для возможных дальнейших исследований стоит отметить практическую реализацию мозаики из треугольных и шестиугольных призмных резонаторов. Одним из преимуществ шестиугольной мозаики является то, что угол отражения составляет 60° . Следовательно, этот тип изолятора может быть экспериментально реализован с использованием оптического материала с показателем преломления менее 1,43 (но не менее 1,15). С другой стороны, простейшие геометрические соображения показывают, что при определенных условиях в гексагональной мозаике диагональный переход траектории светового пучка происходит с пересечением меньшего количества границ между резонаторами, чем в четырехугольной мозаике. При некоторых определенных углах падения краевые решения меняют направление при рассеянии краевыми дефектами. Этот случай может свидетельствовать о существовании состояний более высокого порядка [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-42-08003.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane //Reviews of modern physics. – 2010. – Т. 82. – №. 4. – С. 3045.
2. M.C. Rechtsman et al. //Nature. – 2013. – Т. 496. – №. 7444. – С. 196-200.
3. F. Gao et al. //Nature communications. – 2016. – Т. 7. – №. 1. – С. 11619.
4. M. S. Rudner et al. //Physical Review X. – 2013. – Т. 3. – №. 3. – С. 031005.
5. D.P. Fedchenko, P.N. Kim, I.V. Timofeev //Symmetry. – 2022. – Т. 14. – №. 12. – С. 2673.
6. D. Leykam, L. Yuan //Nanophotonics. – 2020. – Т. 9. – №. 15. – С. 4473-4487.
7. D.D. Maksutov //JOSA. – 1944. – Т. 34. – №. 5. – С. 270-284.
8. M. Li et al. //Nature Photonics. – 2020. – Т. 14. – №. 2. – С. 89-94.

Формирование пространственно-временных оптических вихрей при помощи гиперболических метаматериалов с оптической нелокальностью

В.Б. Новиков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

vb.novikov@physics.msu.ru

Создание и применение специально структурированных лазерных пучков и импульсов существенно расширило возможности лазерной физики. Особый интерес привлекли оптические вихревые пучки, обладающие спиральным волновым фронтом [1]. Фазовая сингулярность в центре таких пучков приводит к нулевой интенсивности излучения на их оси, а закрученность фазы в азимутальной плоскости порождает ненулевой продольный угловой орбитальный момент (АОМ – angular orbital momentum), переносимый светом. Передача АОМ при поглощении излучения веществом позволила контролируемо раскручивать микрочастицы, захваченные в перетяжке оптического пинцета. С другой стороны, вихревой оптический пучок, формируя «световую трубку», позволяет перемещать микрочастицы вдоль нее на большие расстояния. Кроме управления малыми объектами вихревые пучки перспективны для сверхразрешающей микроскопии, кодирования и передачи информации.

Совсем недавно возник значительный интерес к пространственно-временным оптическим вихрям (STOV – spatiotemporal optical vortices), в которых фазовая сингулярность имеет место в пространственно-временной области [2]. В результате такой импульс переносит поперечный АОМ, вектор которого перпендикулярен направлению распространения света, а пространственно-временное распределение интенсивности излучения, характерное для STOV, имеет вид тора с осью вдоль вектора АОМ. Такие экзотические состояния света могут быть получены при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в воздухе [2], с помощью 4f-линзовой схемы с фазовой маской [3], при фокусировке высокоапертурным объективом специально подготовленного лазерного импульса [4]. Для исключения громоздких оптических элементов при получении STOV было предложено использовать специально спроектированные оптические решетки и фотонные кристаллы [5, 6]. Возможность управления оптическими свойствами метаматериалов путем дизайна их структуры позволяет получать функциональные оптические устройства, что делает метаматериалы перспективными также для контроля лазерных импульсов.

В самое последнее время большое внимание привлекли гиперболические метаматериалы (ГММ), являющиеся сильно анизотропными одноосными композитными средами, в которых главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости (ϵ_e и ϵ_o) имеют противоположные знаки. Изочастотная поверхность света в ГММ представляет собой гиперболоид, поддерживая распространение волн с необычно большой величиной волнового вектора. Такие оптические свойства достигаются, например, в массиве упорядоченных металлических наностержней в диэлектрической матрице. Важной особенностью этих структур является режим близкого к нулю значения главной компоненты ϵ_e тензора эффективной диэлектрической проницаемости, связанной с направлением вдоль наностержней (ENZ – epsilon-near-zero). Малое значение ϵ_e делает оптические свойства ГММ чувствительными к слабым вариациям диэлектрической проницаемости композита в ENZ-режиме. В частности, становятся существенными эффекты оптической нелокальности и связанной с ней пространственной дисперсии, т.е. зависимости диэлектрической проницаемости от

волнового вектора $\hat{\epsilon}(\omega, \mathbf{k})$. Недавно было показано, что это, в частности, приводит к эффектам быстрого и медленного света в ГММ [7].

В данной работе предложен метод генерации STOV импульсов при прохождении фемтосекундных лазерных импульсов через ГММ, состоящих из массива металлических наностержней в диэлектрической матрице, в спектральной окрестности ENZ-режима. Показано, что фазовые сингулярности коэффициента пропускания ГММ, вызванные пространственной дисперсией метаматериала, позволяют получать эти экзотические состояния света. Особое внимание в работе уделено каскадным структурам для получения STOV импульсов высоких порядков.

В работе рассматривается ГММ, представляющий собой массив серебряных наностержней диаметром 30 нм, расположенных в гексагональной решетке с периодом 100 нм в матрице анодного оксида алюминия (ААО), что соответствует объемной доли металла приблизительно $f=8\%$ (Рис. 1(a)). Толщина ГММ была выбрана равной $L=1000$ нм. Такие структуры могут быть изготовлены путем электрохимического травления пленки алюминия с последующим формированием наностержней серебра в порах полученного ААО методом электроосаждения [8]. Субволновые размеры элементов ГММ позволяют описать оптические свойства рассматриваемого нанокompозита в рамках модели анизотропной одноосной эффективной среды. Выполненные расчеты показывают, что действительная часть ϵ_e ГММ обращается в ноль при длине волны $\lambda_{ENZ}=750$ нм, что соответствует ENZ-режиму метаматериала, разделяющему спектральные области эллиптической и гиперболической дисперсий света в структуре.

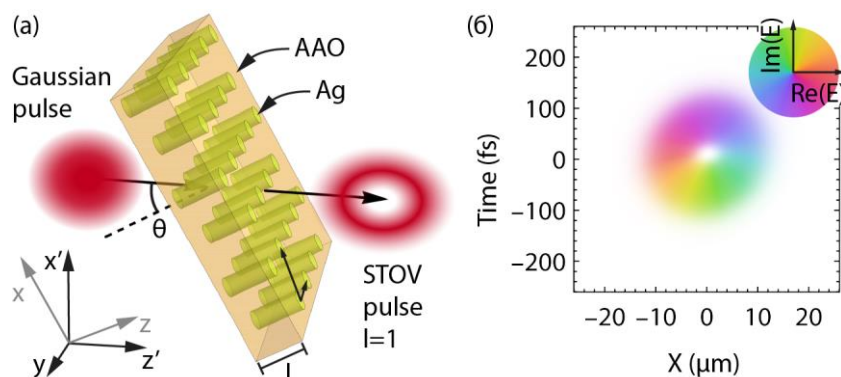


Рис. 1. (a) Схема генерации STOV импульсов при прохождении фемтосекундного лазерного импульса через пленку ГММ, (б) пространственно-временная зависимость комплексной величины электрического поля прошедшего импульса света.

С помощью расчетов обнаружено, что зависимость комплексного коэффициента прохождения ГММ (t) от угла падения (θ) и длины волны р-поляризованного света (λ) демонстрирует фазовые сингулярности, проявляющиеся (а) точками нулевого пропускания излучения и (б) набегом фазы 2π при их обходе вдоль кривой, охватывающей каждую из таких точек на плоскости λ - θ . Последняя особенность указывает на топологический заряд фазовой сингулярности $l=1$. Эти результаты были получены путем расчета собственных мод света в массиве металлических наностержней с последующим решением граничной задачи для полей на каждом интерфейсе пленки ГММ. Важной особенностью модовой структуры оптического поля в нанокompозите является наличие трех волн: двух главных и одной дополнительной. Первые связаны с обыкновенной и необыкновенной волнами в одноосной оптической композитной среде. Возникновение последней вызвано распространением цилиндрического плазмона вдоль металлических наностержней и может быть описано в рамках модели нелокальной

эффективной среды, проявляющей пространственную дисперсию $\epsilon_e + \alpha k_z^2$, где множитель α определяет величину нелокальности оптического отклика структуры, а k_z – константа распространения света в метаматериале [9]. Появление обнаруженных фазовых сингулярностей коэффициента прохождения света в ENZ режиме ГММ вызвано деструктивной интерференцией главной и дополнительной волн в пленке наноконкомпозита.

Для исследования влияния этих особенностей на динамику света в ГММ проведено моделирование прохождения через пленку этого метаматериала р-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса с длительностью $\tau = 100$ фс и поперечной шириной $\Delta x = 10$ мкм (Рис. 1(а)). Расчеты распределения электрического поля прошедшего излучения выполнялись при использовании связки прямого (F) и обратного (F^{-1}) пространственно-временных преобразований Фурье $\mathbf{E}_{out} = F^{-1}(t(\omega, k_x) F(\mathbf{E}_{in}(t, x)))$, где \mathbf{E}_{in} и \mathbf{E}_{out} – электрические поля падающего и прошедшего лазерных импульсов на входной и выходной поверхностях ГММ соответственно, ω и k_x – частота и тангенциальная компонента волнового вектора фурье-компоненты падающего поля. Расчеты показывают, что в прошедшем излучении формируется STOV импульса с топологическим зарядом $l=1$; он возникает при падении на ГММ гауссова импульса с центральной длиной волны $\lambda = 753$ нм и углом падения $\theta = 17.5^\circ$, соответствующих положению фазовой сингулярности коэффициента пропускания ГММ (Рис. 1(б)). Хорошо видно, что вышедшее излучение имеет торообразное распределение поля, сопровождающееся 2π набегом фазы при обходе вокруг точки с нулевой интенсивностью света в центре импульса. Для большей наглядности этой особенности осциллирующий множитель $\exp(-ik_x x + i\omega t)$ был устранен на Рис. 1(б).

Выполненные расчеты показывают, что полученный STOV импульс сохраняет характерное торообразное распределение интенсивности при удалении от ГММ на масштабах рэлеевской длины $z_R = 300$ мкм. Вследствие дифракции при больших значениях z' вихревой импульс распадается на два отдельных фемтосекундных импульса.

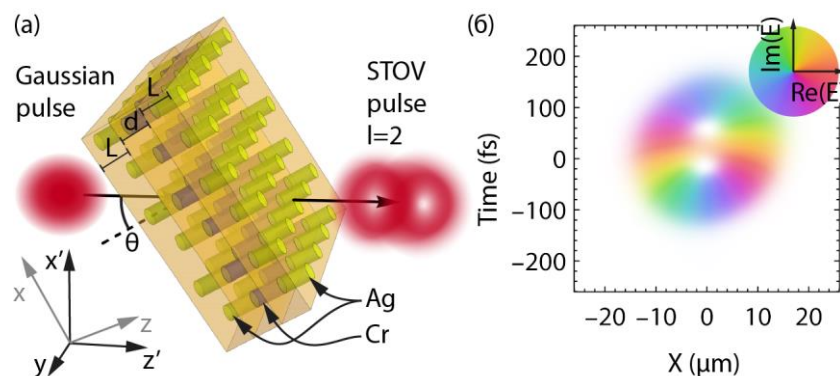


Рис. 2. (а) Схема генерации STOV импульсов с топологическим зарядом $l=2$ при прохождении фемтосекундного лазерного импульса через каскадный ГММ, (б) пространственно-временная зависимость величины электрического поля после прохождения структуры.

Предложенный подход может быть расширен для получения STOV импульсов с большей величиной топологического заряда, например, $l=2$. Для этого мы рассмотрели каскадную структуру, состоящую из двух ГММ (аналогичных исследованному выше), разделенных массивом наностержней из хрома в ААО (Рис. 2(а)). Такая структура экспериментально может быть получена путем последовательного электроосаждения разных металлов в поры ААО. Выбор материала наностержней центрального слоя связан с отсутствием у хрома плазмонных свойств в спектральном диапазоне генерации титан-сапфирового лазера. В результате центральная структура толщиной $d = 200$ нм,

выполняла роль разделительного слоя, препятствуя прохождению дополнительной волны из первого ГММ в последний (Рис. 2(а)). Именно это приводит к появлению фазовых сингулярностей с топологическим зарядом $l=2$ в пропускании многослойного ГММ. Важно, что λ - θ положение этих особенностей для каскадной структуры идентично, положению фазовых сингулярностей с $l=1$ в одном единственном ГММ.

Расчеты распространения фемтосекундного лазерного импульса с параметрами, использованными ранее, показывают, что излучение, покидающее композитную структуру, представляет собой STOV импульс с топологическим зарядом $l=2$, соответствующим фазовому набегу 4π при обходе вокруг сингулярностей фазы поля светового импульса (Рис. 2(б)). Хорошо видно, что вышедшее из ГММ излучение имеет две точки нулевой интенсивности, отвечающие фазовым сингулярностям поля с $l=1$. Как и в случае, рассмотренном выше, полученный оптический вихрь распадается при распространении в свободном пространстве, образуя три лазерных импульса на расстояниях от ГММ, превышающих рэлеевскую длины z_R .

Таким образом, в работе предложен метод получения пространственно-вихревых оптических импульсов с помощью гиперболического метаматериала, образованного массивом серебряных наностержней в матрице анодного оксида алюминия, при прохождении через него фемтосекундных лазерных импульсов. Ключевая особенность рассмотренной структуры заключается в ее нелокальных оптических свойствах, которые приобретают первостепенное значение в спектральной окрестности близкого к нулю значения одной из главных компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита. С помощью расчетов показано, что это приводит к фазовым сингулярностям в спектре пропускания рассмотренной структуры. Наличие именно этих особенностей нанокомпозита позволило получить пространственно-вихревые оптические импульсы в прошедшем через структуру излучении. Для формирования вихревых импульсов высоких порядков предложено применение каскадного метаматериала, металлические наностержни которого составлены из последовательности плазмонных и неплазмонных сегментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. X. Wang et al. // *Nanophotonics*. 2018. V. 7. No 9. P. 1533.
2. N. Jhajj et al. // *Phys. Rev. X*. 2016. V. 6. No 3. P. 031037.
3. S. Huang et al. // *Opt. Express*. 2021. V. 29. No 17. P. 26995.
4. J. Chen et al. // *Opt. Express*. 2020. V. 28. No 12. P. 18472.
5. J. Huang et al. // *Laser Photonics Rev.* 2022. V. 16. No 5. P. 2100357.
6. H. Wang et al. // *Optica*. 2021. V. 8. No 7. P. 966.
7. V.B. Novikov et al. // *Phys. Rev. B*. 2022. V. 106. No 16. P. 165415.
8. I.A. Kolmychek et al. *Phys. Rev. B*. 2020. V. 102.No 24. P. 241405.
9. R.J. Pollard et al. *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. No. 12. P. 127405.

Моды невидимости в диэлектрических частицах

А.Р. Бекиров

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
bekirov@nanolab.phys.msu.ru

В последнее время активно исследуются покрытия-невидимки. Эти покрытия, как правило, реализуются в виде метаматериалов различных формы и структуры. В настоящем докладе мы представим совершенно другой подход к реализации эффекта невидимости. При этом эффект невидимости возникает при специальной структуре поля, которое обеспечивает невидимость объекта заданной формой и структуры, так же мы рассмотрим задачу на поиск невидимой формы объекта, при заданном падающем поле.

Задача управлением рассеянием света, а в частности подавление излучения рассеянного поля частицей, прежде рассматривалась во многих работах. Можно отметить два подхода к реализации данного эффекта. Первый подход, впервые предложенным Керкером [1], заключается в взаимной компенсации магнитного и электрического дипольных моментов частицы за счет правильного выбора размера и вытянутости эллипсоидальной частицы. Более высокие порядки остаются не подавленными, но в некоторых случаях оказывается достаточным. Альтернативный подход был предложен в работе [2], в данном случае рассеяние не подавляется, однако за счет специального выбора падающего поля на частицу, рассеянное поле неотлично от падающего, вследствие чего можно говорить о фактической невидимости частицы.

В данном докладе рассматривается оба этих подхода, однако их реализация значительно отличается. Отметим различие с озвученными выше работами. Во-первых, мы будем стремиться к подавлению рассеянного поля лишь в дальнем поле, в рассмотренных работах, рассеянное поля является «слабым» или неотличимым в непосредственной близости частицы, т.е. в ближнем поле. Во-вторых, мы будем стремиться к подавлению рассеяния лишь в одном направлении. Стоит отметить, что подавление рассеяния «вперед», согласно оптической теореме, ведет к полному подавлению рассеяния, данный вопрос будет более подробно обсуждаться ниже. Третье отличие состоит в общем подходе к подавлению рассеяния, в нашем подходе мы опираемся на недавно предложенные «невидимые» моды. Кроме того, в отличии от работ Керкера, мы будем вынуждены рассматривать частицы произвольной формы.

Наше рассмотрение удобно рассматривать используя матричный формализм в теории рассеяния света частицами. Матрица рассеяния S связывает падающие и рассеянные поля. Падающие и рассеянные поля можно представить коэффициентами (f_{lm}, g_{lm}) и (a_{lm}, b_{lm}) в разложении по базисным функциям в качестве которых можно выбрать в частности сферические гармоники

$$\mathbf{E}^{inc} = \sum_{l,m} f_{lm} \mathbf{N}_{lm}^{(1)} + g_{lm} \mathbf{M}_{lm}^{(1)} \quad (1)$$

$$\mathbf{E}^{sca} = \sum_{l,m} a_{lm} \mathbf{N}_{lm}^{(3)} + b_{lm} \mathbf{M}_{lm}^{(3)} \quad (2)$$

S матрица связывает столбцы из коэффициентов падающего $\mathbf{E}^i = (f_{lm}, g_{lm})$ и рассеянного поля $\mathbf{E}^s = (a_{lm}, b_{lm})$ (в этих выражениях коэффициенты l, m пробегает все возможные значения)

$$\mathbf{E}^s = S \mathbf{E}^i \quad (3)$$

Наша задача состоит в отыскании невидимых частиц в одном направлении (например, $z > 0$). Под невидимостью мы понимаем следующий факт. Пусть асимптотическое разложения поля \mathbf{E}^s в дальней зоне имеет вид

$$\mathbf{E}^{sca} = \mathbf{F}(\theta, \varphi) \exp(ikr) / (ikr) \quad (4)$$

где k волновое число среды, временная зависимость вида $\exp(-i\omega t)$ опущена. Тогда частица является невидимой в направлении $z > 0$, если

$$\mathbf{F}(\theta, \varphi) \equiv 0, \text{ при } \theta \leq \pi/2 \quad (5)$$

Используя разложение (2) для рассеянного поля можно привести следующее выражение для \mathbf{F}

$$\mathbf{F}(\theta, \varphi) = S_1 \mathbf{e}_\theta + S_2 \mathbf{e}_\varphi \quad (6)$$

где $\mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi$ единичные вектора сферической системы координат. Функции S_1, S_2 определяются как

$$\begin{aligned} S_1 &= -\sum_{l,m} \exp(im\varphi) (-i)^{l+1} [a_{lm} \tau_{lm} + b_{lm} \pi_{lm}], \\ S_2 &= -\sum_{l,m} \exp(im\varphi) (-i)^l [a_{lm} \pi_{lm} + b_{lm} \tau_{lm}] \end{aligned} \quad (7)$$

где $\pi_{lm}(\cos\theta) = m P_l^m(\cos\theta) / \sin\theta$, $\tau_{lm}(\cos\theta) = dP_l^m(\cos\theta) / d\theta$.

В рамках данной работе рассматривается два подхода к реализации невидимости частицы.

В первом случае, для заданной частицы мы будем искать такие падающие на частицу поля \mathbf{E}^{inc} , при которых рассеянное частицей поле будет «невидимым». Очевидно, в силу разложения (1) достаточно найти коэффициенты разложения падающего поля \mathbf{E}^i . Так как свойства частицы заранее определены, мы полагаем известной матрицу рассеяния S .

Во втором случае, для заданного падающего поля \mathbf{E}^{inc} , мы будем искать свойства частицы, такие как показатель преломления, размер и форма при которых рассеянное поле будет невидимым.

Прежде чем приступить к обсуждения этих задач, сделаем ряд замечаний. Строгое решение поставленных задач, не будет иметь физического смысла, поэтому нам во всяком случае придется ограничиваться лишь приближениями, т.е. частицы не будут идеально невидимыми. Причины этих ограничений станут ясны в дальнейшем. Так же, несомненно, решение второй задачи значительно сложнее первой.

Для решения двух представленных выше задач прежде всего необходимо отыскать ненулевые столбцы \mathbf{E}^s , при которых будет выполнено условие невидимости (5). Нахождение подобных условий, при которых реализуется невидимость в общем виде сводится к системе интегральных уравнений. Однако, если воспользоваться матричным формализмом в теории построения изображений, задача сведется к системе линейных уравнений. В данном подходе разложение поля изображения, которое является представлением поля отбрасывая «затухающие» гармоники, находится действием оператора A^{im} на коэффициенты рассеянного поля. Данному оператору можно сопоставить, в некотором смысле обратный, тот который наоборот оставляет только затухающие гармоники, мы обозначим его как Q

$$Q = I - 1/2 A^{im} \quad (8)$$

По определению этих величин, необходимо выполнение условия $A^{im} Q = 0$. Физический смысл этого условия состоит в том, что оператор Q является «невидимым» в дальнем поле (в направлении $z > 0$), поскольку при действии Q на любой столбец в спектре будут присутствовать лишь затухающие гармоники.

Исходя из этого, легко записать решение для первой задачи. Пусть \mathfrak{S}^i это матрица столбцы которой являются искомыми полями \mathbf{E}^i , тогда справедливо матричное уравнение вида

$$Q = S \mathfrak{S}^i \quad (9)$$

Отсюда легко найти матрицу \mathfrak{S}^i

$$\mathfrak{S}^i = S^{-1}Q \quad (10)$$

Можно так же представить формальное решение для второй задачи. Пусть столбцы матрицы содержат набор падающих полей, для которых наша частица должна быть невидима, тогда матрица рассеяния этой частицы будет иметь вид

$$S = Q(\mathfrak{S}^i)^{-1} \quad (11)$$

Для полного решения поставленной задачи, необходимо так же найти частицу, которая имеет матрицу рассеяния (11).

В целом, данная работа имеет высокую значимость для дальнейших исследований в области подавления рассеяния света. Наши результаты могут быть использованы для разработки новых методов лечения заболеваний, связанных с данным процессом, а также для создания новых материалов с улучшенными оптическими свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kerker M., Wang D.-S., Giles C. L. Electromagnetic scattering by magnetic spheres. J. Opt. Soc. Am. 1983. Vol. 73, issue 6.
2. Klimov, V. V., & Guzatov, D. V. (2023, February). Perfect Invisibility Modes in Dielectric Nanofibers. In Photonics (Vol. 10, No. 3, p. 248). MDPI.

Апериодические и квазикристаллические микрорезонаторные структуры для усиления магнитооптического эффекта Фарадея

Головко П. В.^{1,2}, Игнатъева Д. О.^{1,2,3}, Белотелов В. И.^{1,2,3}

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

²Российский квантовый центр, Москва, Россия

³Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, Симферополь, Россия

golovko.pv18@physics.msu.ru

Магнитофотонные кристаллы (МФК) представляют собой периодические структуры, состоящие из магнитных материалов с показателем преломления, изменяющимся в одном, двух или трех измерениях с периодом, аналогичным длине волны света [1], они признаны одной из наиболее эффективных структур для усиления вращения Фарадея [2]. Это особенно заметно, когда магнитный дефект помещен между двумя фотонными кристаллами, это делает структуру похожей на микрорезонатор Фабри-Перо, окруженный брэгговскими отражателями [3]. Некоторые достижения в современной нанопотонике связаны с возможностью манипулировать структурным порядком для получения желаемых спектральных свойств.

В данной работе показано, что моды микрорезонаторов могут быть возбуждены в многослойных структурах различных типов упорядочения. Наиболее примечательным результатом настоящего исследования является то, что многослойные структуры с порядком, отличным от периодического, поддерживают возбуждение нескольких микрорезонаторных мод в видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. В то же время длины волн двух мод микрорезонатора в фотонном кристалле сильно отличаются. Эта особенность важна для применения в устройствах, основанных на эффекте Фарадея.

<i>Тип</i>	<i>Многослойный состав</i>
Фотонный кристалл	A B A B A B A B A B
Квазикристаллическая структура	A B A A B A B A A B A A B
Апериодическая структура	A B B A B A A B B A A B A B B A B A A B A B B A A B B A B A A B

Таблица 1. Состав рассматриваемых структур. Слой A – Ta₂O₅, n_A = 2.0, d_A = 100 нм; слой B – SiO₂, n_B = 1.5, d_B = 133 нм.

В работе исследовались магнитофотонные микрорезонаторы, образованные магнитным слоем, расположенным между двумя отражающими многослойными структурами с различным расположением слоев. Рассматриваются обычные периодические фотонные кристаллы, квазикристаллы с последовательностью слоев Фибоначчи и апериодические структуры, основанные на последовательности Туэ-Морза (Таблица 1).

Спектры оптического пропускания для четырех типов структур совершенно разные, как видно из рисунка 1. Структура микрорезонатора из фотонного кристалла демонстрирует довольно широкую полосу пропускания на длинах волн $0,7 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,9 \text{ мкм}$, что проявляется в виде нулевого коэффициента пропускания. За пределами полосы пропускания наблюдается регулярный набор максимумов и минимумов пропускания, соответствующий интерференции во всей многослойной структуре. Режим микрорезонатора четко виден при $\lambda = 0,8 \text{ мкм}$ в виде узкого пика пропускания в центре полосовой щели.

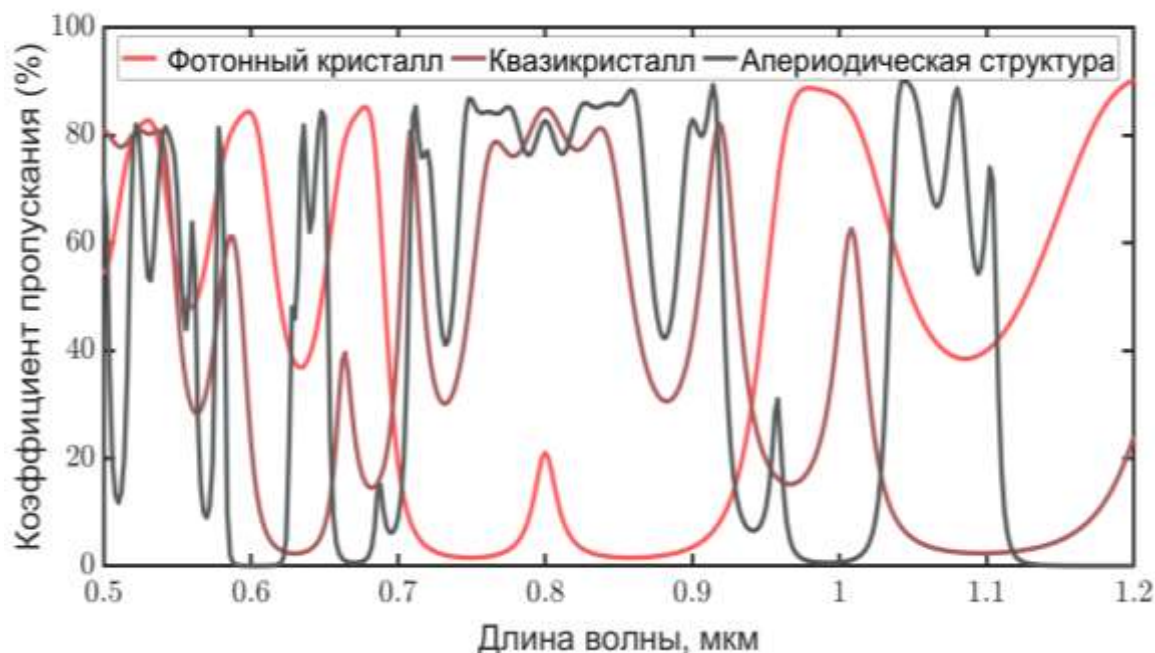


Рисунок 1. Спектры коэффициента отражения для микрорезонаторов на основе фотонного кристалла, квазикристалла (6 член последовательности Фибоначчи) и аperiодической структуры (5 член последовательности Туэ-Морза)

Магнитооптические спектральные свойства таких магнитофотонных структур полностью отличаются друг от друга и от однородной магнитной пленки. В многослойных структурах различного порядка возбуждаются микрорезонаторные моды, локализованные в магнитном слое и обеспечивающие усиленное Фарадеевское вращение. На рисунке 2 показано, что спектры вращения Фарадея имеют отчетливые максимумы вблизи пиков пропускания (для сравнения см. рисунок 1). В то же время величина этих максимумов значительно отличается для различных типов структур. Для пленки удельное вращение Фарадея из-за интерференции изменяется менее чем на 25% от его значения φ_0 в однородной пленке, где интерференция отсутствует. Высокое усиление, достигающее 8, получено для традиционного микрорезонатора из фотонного кристалла при возбуждении микрорезонаторной моды. Это хорошо согласуется с экспериментальными и численными результатами, представленными в других исследованиях для подобных структур [4]. Квазикристалл является менее эффективным отражателем, чем обычный периодический фотонный кристалл, поэтому вращение Фарадея, наблюдаемое на длинах волн возбуждения мод микрорезонатора, в два раза меньше, чем в фотонном кристалле. Усиление удельного вращения Фарадея достигает значения 4. Можно компенсировать меньшую отражательную способность квазикристалла за счет использования многослойной структуры с большим числом слоев.

Особенностью многослойных структур с порядком, отличным от периодического, является то, что они поддерживают возбуждение нескольких мод микрорезонаторов в ограниченном видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. В то же время длины волн нескольких микрорезонаторных мод в обычном фотонном кристалле отличаются в несколько раз. Эта особенность квазикристаллических и аperiодических многослойных структур значительно обогащает резонансные магнитооптические спектры магнитофотонных структур и поэтому важна для применения в устройствах на основе эффекта Фарадея. Результаты данных исследований опубликованы в [5].

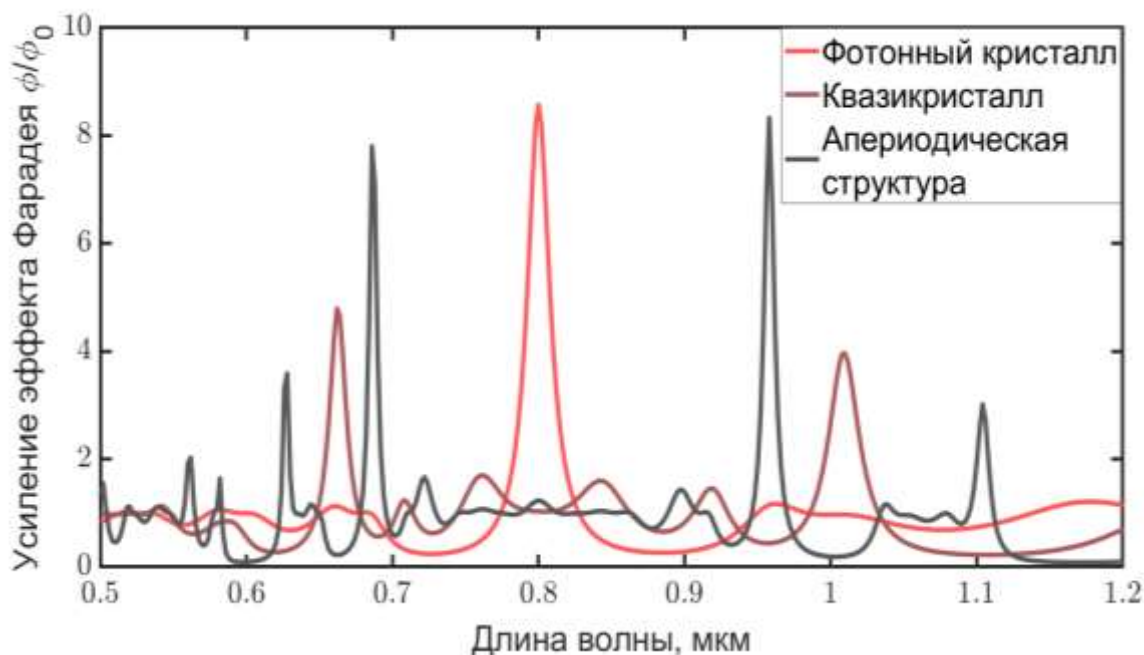


Рисунок 2. Спектры вращения Фарадея, нормированные на значение однородной пленки ϕ/ϕ_0 для микрорезонаторов на основе фотонного кристалла, квазикристалла (6 член последовательности Фибоначчи) и аперриодической структуры на основе 5 члена последовательности

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект "Мегагрант" № 075–15-2022-1108 и в рамках тематики Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского Государственного университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sakoda, K. // Springer Science & Business Media: Berlin/Heidelberg, Germany, 2004; V. 80.
2. Inoue et al. // Magnetophotonics 2013, 178, 163–190.
3. Dermeche, et al. // Optik 2019, 198, 163225
4. Inoue, M et al // J. Phys. Appl. Phys. 2006, 39, R151.
5. Ignatyeva D. O., Golovko P. V., Belotelov V. I. // Magnetochemistry. – 2023. – Т. 9. – №. 2. – С. 54.

Динамика волн Блоха в фотонных кристаллах конечных размеров с непараллельной структурой

А.Д. Никитченко, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

nikitchenko.ad15@physics.msu.ru

Ответвителем называют устройство, назначение которого перекачивать долю энергии лазерного пучка связанному состоянию (например, поверхностной волне Блоха) волноводу. Ответвители активно применяются в нанопотонике, сенсорике [1], лазерах [2] и иных нелинейных оптических элементах. Основной характеристикой ответвителя является его эффективность, определяемая как доля энергии, переданная волноводу. Желательно, чтобы эта доля была как можно ближе к 100 %. В литературе можно найти много работ [3-5], посвященных ответвителям различных конфигураций, а также алгоритмам вычисления их эффективности. В этих работах ответвитель предполагается плоскопараллельной структурой, часто неограниченных размеров. При этом, интерес прежде всего представляют ответвители конечных размеров с непараллельной структурой.

Фотонный кристалл состоит из 10 пар слоев SiO_2 и Ta_2O_5 шириной 204 и 142 нм соответственно. Поверх последнего слоя Ta_2O_5 находится подкладка SiO_2 толщиной 260 нм. Также имелась трапециевидная призма, фотонный кристалл и призма касаются друг друга, образуя воздушный зазор между ними клиновидной формы. Призма сделана из стекла с показателем преломления 1.5. Показатели преломления слоев SiO_2 и Ta_2O_5 были приняты равными 1.45 и 2.07. Показатель преломления подкладки – 1,45. На верхнее основание призмы под прямым углом падает гауссов пучок с длиной волны $\lambda=780$ нм. В плоскопараллельной конфигурации ответвитель имел эффективность 77%.

В работе исследовалось влияние на эффективность передачи энергии таких параметров ответвителя, как угол падения пучка, угол раствора воздушного зазора, расположение падающего пучка и длина призмы. Расчеты велись с использованием пакета Comsol Multiphysics, найдена зависимость эффективности передачи энергии от угла раствора зазора. Коэффициент передачи вычислялся в два этапа:

- 1) В призме с нижним основанием большой длины $L = 60$ мкм вычислялось распределение поля, по которому вычислялись значения компонент вектора Пойнтинга. По положению максимума модуля вектора Пойнтинга выбиралась оптимальная длина призмы для выбранной конфигурации ответвителя.
- 2) Вычислялся коэффициент передачи энергии от пучка блоховской волне, который был принят равным отношению потока энергии, вводимой в призму пучком, и потока энергии, проходящего через правую границу фотонного кристалла.

Сетка строилась триангуляцией Делоне. Количество точек было выбрано достаточным для достоверного вычисления третьего знака коэффициента передачи. Зависимость от эффективности передачи энергии от угла раствора зазора приведена на рис. 1.

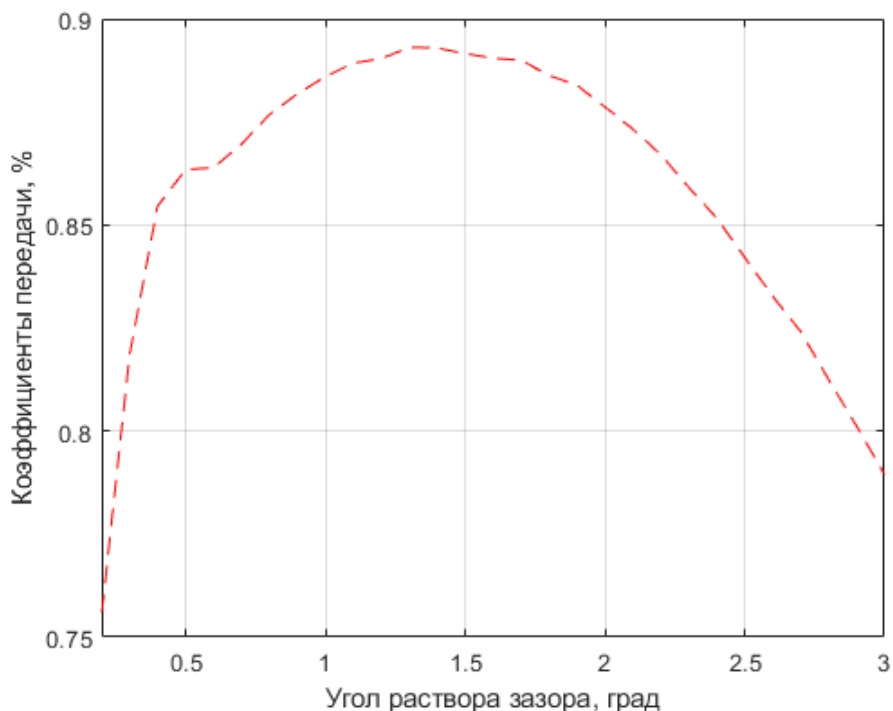


Рис. 1. Зависимость коэффициента передачи энергии от угла раствора зазора.

Показано, что эффективность передачи энергии у ответвителя с непараллельной структурой (89 %) может быть выше, чем у ответвителя с параллельной структурой (77 %). Таким образом, на основе ответвителей с непараллельной структурой можно изготавливать перспективные устройства интегральной фотоники с хорошими характеристиками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Badugu R., Lakowicz J. // J. Phys. Chem. C 2014. V. 118
2. Brückner R., et al., // Nature Photonics 2012 V. 6
3. Tien P., Ulrich R. // J. Opt. Soc. Am. 1970 V.60
4. Ulrich R, // J. Opt. Soc. Am. 1970 V.60
5. Shubert R., Harris J., // IEEE Trans. MTT 1968 V. 16

Особенности ионизации примесей в щелевом графене в квазиклассически сильном постоянном электрическом поле

О.Ю. Бабина¹, С.Ю. Глазов^{1,2}, И.А. Подгорная^{1,2}

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный медицинский университет

ser-glazov@yandex.ru

Выявлены особенности применения метода мнимого времени для оценки вероятности ионизации примесей квазиклассически сильным постоянным электрическим полем в щелевом графене.

Энергетический спектр электронов в щелевом графене в приближении сильной связи имеет вид

$$\varepsilon = \sqrt{\Delta^2 + \gamma^2 [1 + 4 \cos y (\cos x + \cos y)]} \quad (1)$$

где $\gamma \approx 2.7$ эВ, $x = p_x a$, $y = p_y a / \sqrt{3}$, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$ – вектор квазиимпульса электрона.

В [1] исследована вероятность ионизации примесей в щелевом графене, в одновременном присутствии сонаправленных постоянного и переменного электрических полей, поляризованных вдоль оси x . Ранее в [2], сравнение мнимой части действия для ориентации напряженности электрического поля вдоль осей x и y выявило хорошее совпадение для подложки SiC. Расчет проводился из предположения, что электрон туннелирует с примеси в зону проводимости в состоянии с минимальной энергией, в одну из точек Дирака. В этом случае оказывается, что, если электрические поля имеют компоненту вдоль оси y , время туннелирования, которое должно быть чисто мнимым, имеет действительную часть. В данной работе выполнено уточнение метода для случая структур со сложным энергетическим спектром.

Вероятность ионизации с экспоненциальной точностью имеет вид

$$W = \exp(-2\text{Im}(S)/\hbar), \quad (2)$$

где S – классическое действие, набираемое частицей при подбарьерном движении, определяемое формулой

$$S = \int_0^{t_0} [\varepsilon(p(t)) - V] dt, \quad (3)$$

где $p(t)$ – импульс электрона, определяемый из классического уравнения движения, V – энергия залегания примеси.

Момент начала туннелирования $t_0 = i\tau_0$ определяется из условия минимума мнимой части действия, что соответствует условию $\varepsilon(t_0) = V$. Ищем решения, удовлетворяющие условию отсутствия мнимой части у τ_0 и определяем все x_0 и y_0 , соответствующие переходу в зону проводимости. Вектор напряженности постоянного электрического поля ориентирован под углом θ к оси x .

После выделения мнимой части действия, получаем

$$\text{Im} S = \frac{\gamma}{\alpha} \int_0^{\alpha\tau_0} \sqrt[4]{X^2(t) + Y^2(t)} \left\{ \cos\left(\frac{\varphi(t) + 2\pi k}{2}\right) \right\} dt + \gamma(\tilde{\nu} - \tilde{\Delta})\tau_0, \quad (4)$$

где $\varphi(t) = \arccos(X(t)/\sqrt{X^2(t)+Y^2(t)})$, $\alpha=eEa$, E – напряженность электрического поля, $\tilde{\Delta}=\Delta/\gamma$, $\tilde{\nu}=\nu/\gamma$, ν – глубина залегания примеси, $k = \{0, 1\}$,

$$X(t) = \tilde{\Delta}^2 + 1 + 4\{\cos y_0 ch(t \sin(\theta)/\sqrt{3}) \cos x_0 ch(t \cos(\theta)) + \cos^2 y_0 ch^2(t \sin(\theta)/\sqrt{3}) - \sin y_0 sh(t \sin(\theta)/\sqrt{3}) \sin x_0 sh(t \cos(\theta)) - \sin^2 y_0 sh^2(t \sin(\theta)/\sqrt{3})\},$$

$$Y(t) = 4\{\cos y_0 ch(t \sin(\theta)/\sqrt{3}) \sin x_0 sh(t \cos(\theta)) + 2 \cos y_0 ch(t \sin(\theta)/\sqrt{3}) \sin y_0 sh(t \sin(\theta)/\sqrt{3}) + \sin y_0 sh(t \sin(\theta)/\sqrt{3}) \cos x_0 ch(t \cos(\theta))\}.$$

Выражение (4) исследовалось численно. При ориентации вектора напряженности вдоль оси x результаты согласуются с [2]. При увеличении ширины запрещенной зоны графена анизотропия становится более выраженной.

На рис.1 показана существенная анизотропия вероятности ионизации щелевого графена (графана).

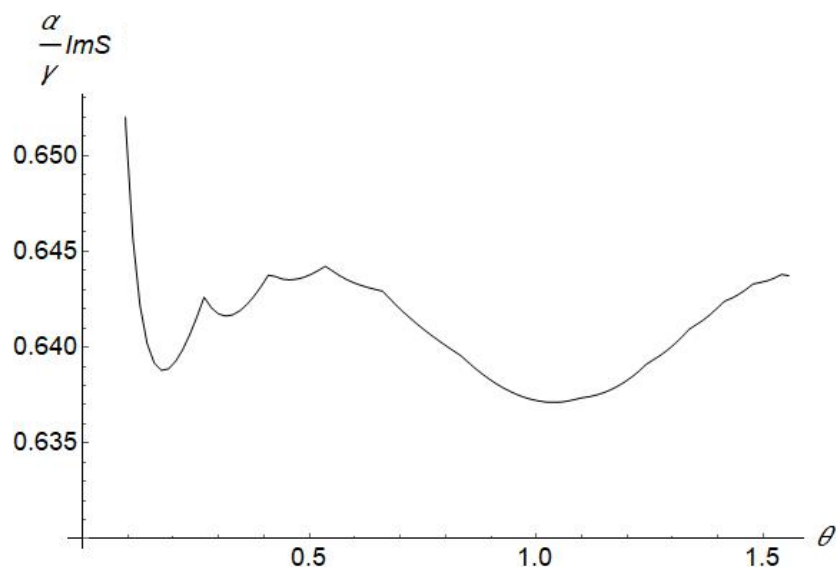


Рис. 1. Зависимость мнимой части действия от угла поворота вектора напряженности постоянного электрического поля при $\Delta/\gamma=1$.

При различных углах, отличных от нуля, вероятность ионизации становится минимальной не в точках с минимумом энергии (точках Дирака), а вблизи них.

Выявленные особенности ионизации щелевого графена могут быть использованы как в устройствах детектирования электромагнитного излучения, так и для уточнения глубины залегания примесных центров. Использование данного подхода позволяет описать примесные наноструктуры на основе дираковских материалов и, в частности, ионизацию примесей при распространении в таких структурах уединенных волн.

Исследование выполнено по проекту «Распространение и взаимодействие уединенных волн в наноструктурах на основе дираковских материалов», который реализуется при финансовой поддержке Министерства просвещения РФ в рамках государственного задания.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1536.
2. С.Ю. Глазов, П.В. Бадикова // J. Nano- Electron. Phys. 2018. Т.10 № 2. 02020.

Плазменные возбуждения в двумерном электронном газе

К.В. Бухенский¹, А.Б. Дюбуа¹, А.Н. Конюхов¹, С.И. Кучерявый², А.С. Сафoshкин¹

¹Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

dubois.a.b@rsreu.ru

Рассмотрим потенциальную яму гетероперехода, рассчитанную в [1] и представленную на рис. 1. Зависимость внешнего потенциала $E(z)$ в области i-GaAs аппроксимируем треугольным профилем с изломами. При достаточно высоком уровне легирования имеет место заполнение одновременно с первой и второй подзон размерного квантования [2-4]. В такой электронной системе возможны переходы как внутри подзон, так и между подзонами размерного квантования.

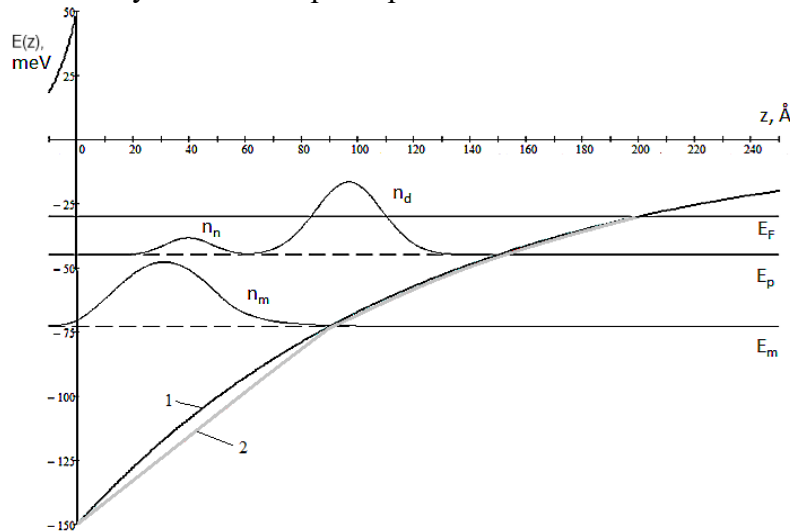


Рис. 1. Энергетическая диаграмма зоны проводимости $E(z)$ гетероперехода с двумя заполненными подзонами размерного квантования E_m и E_p , E_F — энергия Ферми. (1) – реальный профиль, (2) – аппроксимация.

Используем следующие обозначения [5]: n_m - поверхностная концентрация 2D электронов на основном уровне E_m размерного квантования; n_d - поверхностная концентрация электронов на удаленном от границы раздела гетероперехода компоненте концентрации; n_n - поверхностная концентрация электронов на близком к границе раздела гетероперехода компоненте. С точностью до второго члена разложения внешнего возмущающего потенциала теории возмущений выражение для времени электрон-электронного взаимодействия может быть представлено в виде [6]

$$\frac{1}{\tau_{ij}^{ee}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\cosh^2(\beta\hbar\omega/2)} \sum_{k,l} \sum_{\mathbf{q}} |V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)|^2 \Pi_{ik}(\mathbf{q}, \omega) \Pi_{jl}^*(\mathbf{q}, \omega), \quad (1)$$

где $\beta = 1/k_B T$, k_B - постоянная Больцмана, $\Pi_{ik}(\mathbf{q}, \omega)$ - поляризационная функция в приближении хаотических фаз, $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)$ — матричный элемент полного потенциала экранирования, который является Фурье-образом внешнего потенциала экранировки. Индексы i, j, k, l обозначают следующее: электрон находящийся в состоянии i взаимодействует с электроном в состоянии k , в результате чего происходят переходы соответственно в состояния j и l . Таким образом, решение задачи о нахождении аналитических выражений для времен релаксации сводится к нахождению матричных элементов экранирования для следующих типов взаимодействий: 1) Внутриподзональное

взаимодействие, ведущее к переходам внутри подзоны; 2) Внутриподзонное взаимодействие, ведущее к переходам между подзонами; 3) Межподзонное взаимодействие, ведущее к переходам внутри подзоны; 4) Межподзонное взаимодействие, ведущее к переходам между подзонами. На рис. 2 представлено сравнение экспериментальных [7] и рассчитанных кривых времени разрушения квантования Ландау для двух гетероструктур в которых заполнены две нижние зоны размерного квантования.

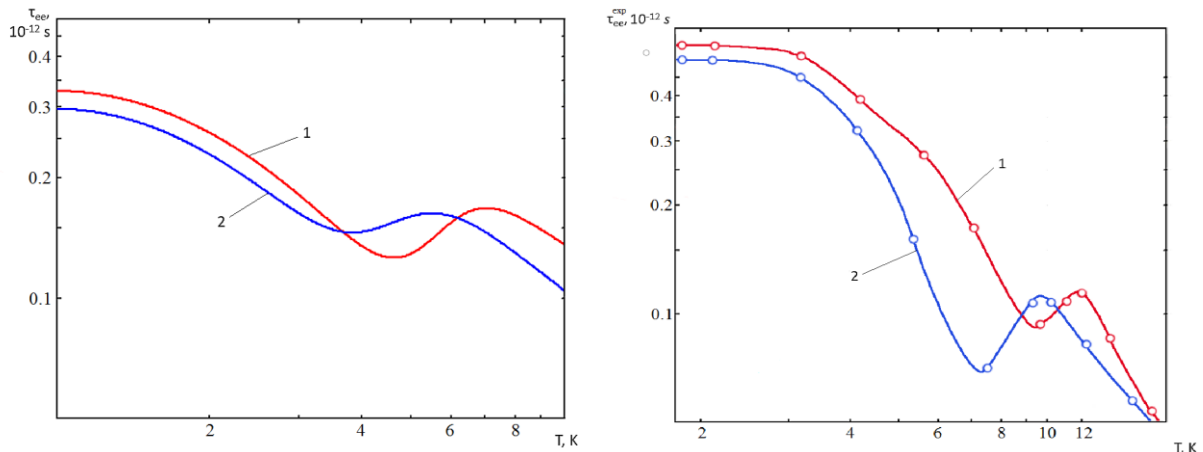


Рис. 2. Сравнение теоретических кривых $\tau_{ee}^{th}(T)$ (слева) и экспериментальных кривых $\tau_{ee}^{exp}(T)$ (справа) для различных концентраций плотности электронов m - подзоны: 1 – $9.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 2 – 10^{12} cm^{-2} .

Выполнен спектральный анализ дисперсионных выражений (3) для различных каналов «e-e» взаимодействий, для различных концентраций n_m и n_d в случае заполнения двух подзон размерного квантования. Условие существования частоты плазменных осцилляций ω_r , определяется дисперсионным выражением $\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0$ [5-7]. Кроме того, каждой резонансной частоте можно поставить в соответствие температуру, при которой будет наблюдаться изменение механизма экранировки, следовательно, будет нарушаться монотонность температурной зависимости времени электрон-электронного взаимодействия. Таким образом, нами была предложена процедура нахождения температурной и концентрационной зависимостей времени электрон-электронного взаимодействия в сильнолегированном гетеропереходе $Al_xGaAs_{1-x}(Si)/GaAs$ с учетом ослабления кулоновского потенциала вследствие поляризации полупроводника [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Glazov S.Yu., Kurbakova E.S., Meshcheryakova N.E. //Phys. Of Wave Phenomena. 2010. V. 18. P. 313.
2. Дюбуа А.Б., Кадушкин В.И. // Радиоэлектроника. 2002. №5.
3. Дюбуа А.Б. // Радиоэлектроника. 2006. №5.
4. Dubois A.B., Kadushkin V.I // Phys. Low – Dim. Struct. 2003. Vol.7/8. P.7 – 24.
5. Дюбуа А.Б. и др.// Вестник РГРТУ. 2013. №3(45). С.88-92.
6. Ambartsumyan V.A. et al.// Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. 2014. Vol.5(3). P.343-353.
7. Baukov A.A. et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 941. P. 012059.
8. Дюбуа А.Б., Кучерявый С.И., Сафoshкин А.С. // Известия вузов. Физика. 2021. Т. 64, №4. С. 163-169.

Фотодетектор горячих электронов на основе таммовского плазмон-поляритона

Р.Г. Бикбаев^{1,2}, Ч.-Х. Хуан³, Ч.-Х. Ву³, М.-Д. Йе³, Ч.-В. Чэнь³, Т.-Д. Ван³,
В. Ли³, Г.-П. Чэнь^{3,4}, И.В. Тимофеев^{1,2}

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

²Сибирский федеральный университет, Красноярск

³Национальный университет Ян-Мин Чао-Тун, Тайнань, Тайвань

⁴Национальный университет Цинхуа, Синьчжу, Тайвань

bikbaev@iph.krasn.ru

В последние годы огромный интерес вызывает стоячая поверхностная волна, не переносящая энергию - таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [1]. Формирование такой волны возможно на границе раздела двух отражающих сред, например, фотонного кристалла (ФК) и планарной металлической пленки. При этом амплитуда поля на длине волны ТПП локализована на границе раздела сред и экспоненциально спадает в обе стороны от неё. Экспериментально ТПП проявляется в виде узкого пика в энергетических спектрах образца [2]. Привлекательность ТПП связана с возможностью создания на их основе нового класса устройств, таких как датчики и оптические переключатели, многоканальные фильтры, усилители Фарадеевского вращения, усилители эффекта Керра, органические солнечные элементы и поглотители. В данной работе экспериментально реализован фотодетектор горячих электронов на основе таммовского плазмон-поляритона. Предложено два устройства, обеспечивающих чувствительность как по длине волны, так и по углу падающего излучения.

На рисунке 1а представлено схематическое изображение фотодетектора на основе ТПП с чувствительностью по углу падения. Устройство состоит из одномерно фотонного кристалла, монослоя графена и золотой пленки толщиной 35 нм. Фотонный кристалл состоит из чередующихся слоев диоксида кремния с показателем преломления $n = 1,47$ и диоксида титана с показателем преломления 2,24. Толщины слоев 144 нм и 95 нм, соответственно, что обеспечивает возбуждение ТПП на длине волны 850 нм при угле падения 50 градусов. На рисунке 1б представлено изображение изготовленной структуры, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

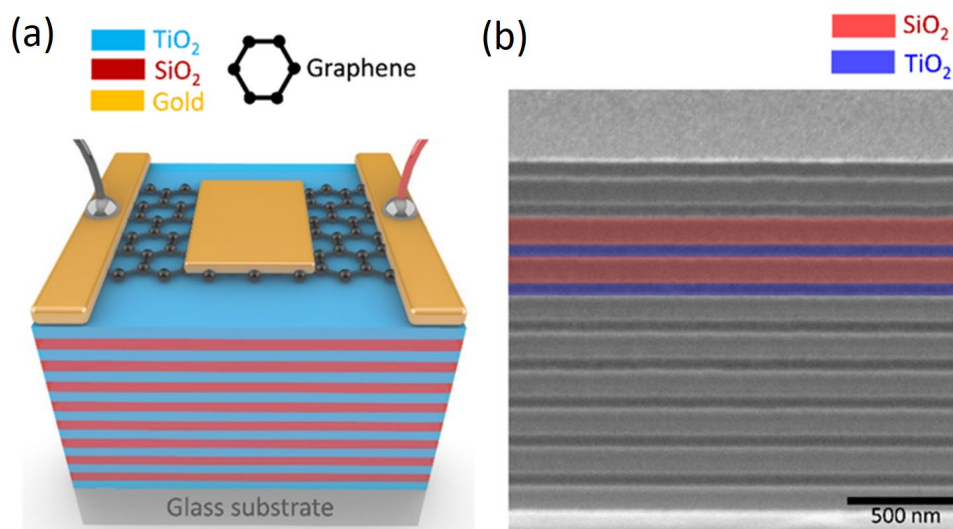


Рис. 1. (а) Схематическое изображение фотодетектора со слоем золота с угловой чувствительностью. (б) Изображение изготовленной структуры, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Устройство с чувствительностью по длине волны было реализовано заменой золотой пленки на серебряную. Для возбуждения ТПП в такой структуре толщины диоксида кремния и диоксида титана были уменьшены и составили 83,7 нм, и 49,3 нм, соответственно, а толщина металлического слоя - 50 нм.

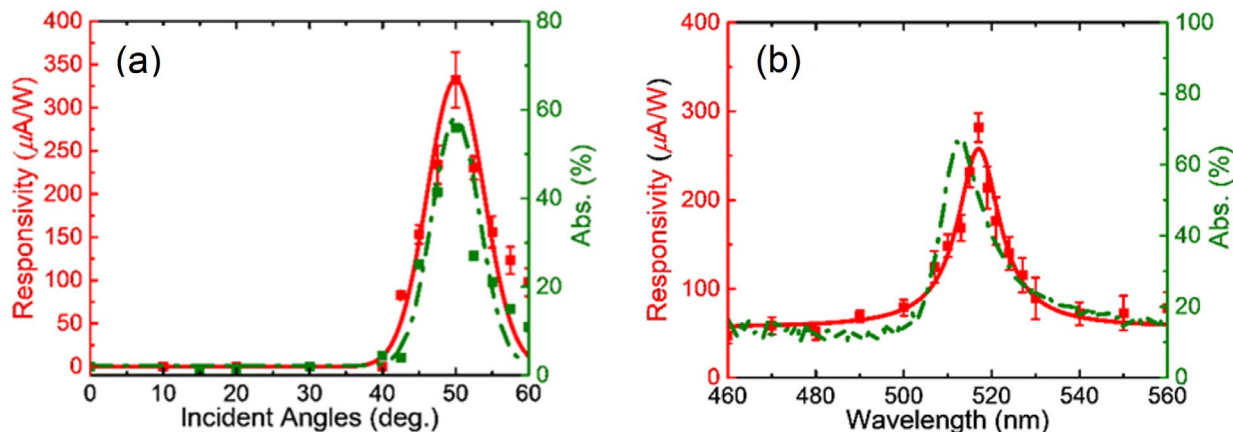


Рис. 2. (a) Зависимости фоточувствительности фотодетектора со слоем золота и его поглощения от угла падения. (b) Зависимости фоточувствительности фотодетектора со слоем серебра и его поглощения от длины волны.

При освещении устройств происходит инжекция горячих электронов из металлического слоя в монослой графена, что приводит к изменению величины сопротивления между контактами. При этом эффективность процесса максимальна на длине волны ТПП и спадает при удалении от неё. Из рисунка 2а видно, что в фотодетекторе с золотой пленкой фоточувствительность увеличивается с 0 мА/Вт до 330 мкА/Вт при плавном увеличении угла падения излучения на структуру и фиксированной длине волны 850 нм. Столь значительное увеличение фоточувствительности обусловлено увеличением поглощения в золотой пленке с 0 до 60%. С другой стороны, фоточувствительность устройства с серебряной пленкой (см. Рис.2b) увеличивается с 60 мА/Вт до 271 мкА/Вт при плавной перестройке длине волны источника света до 517 нм. В этом случае, при приближении к длине волны ТПП поглощение увеличивается с 15% до 65%

Таким образом, в работе предложено два типа фотодетекторов на основе таммовского плазмон-поляритона, обеспечивающих чувствительность как по длине волны, так и по углу падающего излучения, что позволяет использовать их в качестве элементной базы в таких устройствах как лидары.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-42-08003.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Kaliteevski et. al. // Phys. Rev. B. 2007. V.76. P.165415.
2. M. E. Sasin et. al. // Appl. Phys. Lett. 2008.V. 92. P. 251112.

Оптимизация эффективности фотодетектора на основе пленки германия в структуре с таммовским плазмон-поляритоном

Ю.В. Конов^{1,2}, Р.Г. Бикбаев^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
Россия, 660036, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50

²Сибирский федеральный университет, 660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28
E-mail: yurakonov@mail.ru

В 1932 году Игорем Евгеньевичем Таммом было показано, что на границе между одномерным полубесконечным кристаллом с потенциалом вида Кронига-Пенни и потенциальным барьером формируется поверхностное электронное состояние [1]. При этом электрон оказывается запертым вблизи границы, а волновая функция электрона экспоненциально спадать в обе стороны от неё. Оптическим аналогом таммовского электронного состояния является таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [2], который локализуется на границе одномерного фотонного кристалла (ФК) и металлической пленки. Огромный интерес к ТПП связан с возможностью создания на его основе поглотителей [3] или фотодетекторов [4], которые являются элементной базой ультратонких устройств, таких как лидары [5]. В связи с этим в данной работе была предложена модель фотодетектора на основе ТПП, локализованного на границе ФК, сопряженного с пленкой германия и металлическим слоем. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рисунке 1.

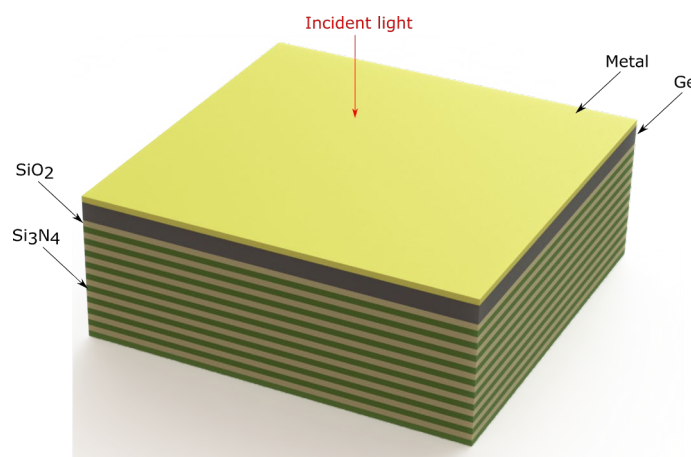


Рис. 1. Схематическое изображение фотодетектора на основе таммовского плазмон-поляритона.

Элементарная ячейка одномерного фотонного кристалла состоит из диоксида кремния (SiO_2) [6] толщиной 140 нм и нитрида кремния (Si_3N_4) [6] толщиной 120 нм. Количество слоев фотонного кристалла $N = 10$. Фоточувствительность предложенного устройства определяется не только величиной поглощения на длине волны ТПП, но и величиной барьера Шотки на границе металл-полупроводник:

$$R(\omega) = q * A(\omega) * \eta / \hbar\omega, \quad \eta = \frac{(\hbar\omega - \Delta E_b)^2}{4E_f * \hbar\omega} \quad (1)$$

где $R(\omega)$ – фоточувствительность, q – элементарный заряд, $A(\omega)$ – коэффициент поглощения на частоте ТПП, η – квантовая эффективность преобразования энергии на границе металла и полупроводника, E_f – энергия Ферми, E_b – величина барьера Шотки.

Из формулы 1 следует, что не маловажна и величина энергии Ферми металла, так как она вносит существенный вклад в квантовую эффективность устройства. В таблице 1 представлены величины энергии Ферми и барьера Шотки для различных металлов,

сопряженных с кремнием и германием. Видно, что большая фоточувствительность будет обеспечена при сопряжении ФК с пленкой германия и титана. В связи с этим были произведены расчеты методом трансфер матрицы [7] спектров поглощения предложенной структуры для различных металлов. Результаты представлены на рисунке 2.

Таблица 1 – Зависимости энергии Ферми и барьера Шотки на границе металлов с кремнием и германием.

	Ag	Al	Au	Ni	Ti
E_f (eV)	4.3	4.25	4.8	4.5	4.33
E_b n-Ge (eV)	0.54	0.48	0.59	0.49	0.36
E_b n-Si (eV)	0.78	0.72	0.8	0.61	

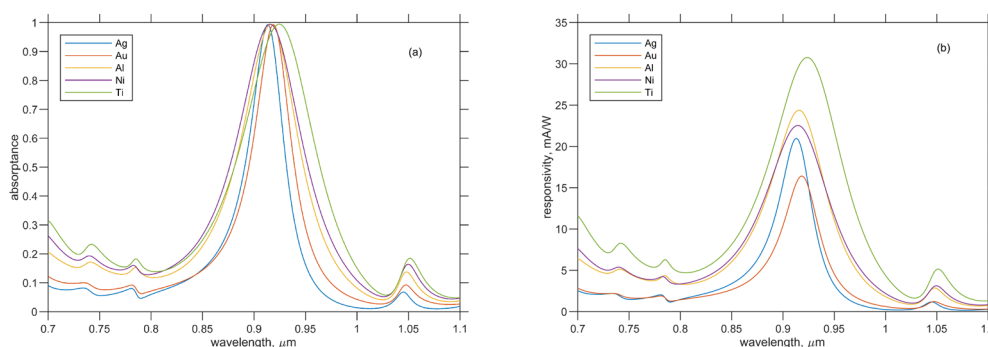


Рис. 2. Спектры поглощения (а) и фоточувствительность (б) предложенного устройства для различных металлических пленок. Толщина слоя германия 50 нм.

Из рисунка 2а видно, что для всех пленок коэффициент поглощения на резонансной длине волны равен 1. Это обусловлено выполнением условия критической связи падающего поля с ТПП, обеспеченного подбором толщины металлической пленки. Таким образом, согласно формуле (1), фоточувствительность детектора будет определяться главным образом квантовой эффективностью η . Для проверки этого утверждения были проведены расчеты фоточувствительности устройства. Результаты расчета представлены на рисунке 2б. Видно, что замена золотой пленки на титановую обеспечивает увеличение фоточувствительности практически в 2 раза, с 16 до 31 мА/Вт.

Таким образом было показано, что наибольшая фоточувствительность обеспечивается при сопряжении ФК с пленками германия и титана.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-42-08003.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Е. Тамм // ЖЭТФ. 1933. Т. 3. С. 34–35..
2. M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand et al // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P.165415.
3. Y. Gong, X. Liu, L. Wang et al // Opt. Exp. 2011. V. 19. P. 9759-9769.
4. С.-Н. Huang, С.-Н. Wu, R.G. Bikbaev // Nanomaterials. 2023, V. 13. P. 693.
5. R.G. Bikbaev, D.N. Maksimov, K.-P. Chen, I.V. Timofeev // Materials. 2022. V. 15. P. 6014.
6. J. Kischkat, S. Peters, B. Gruska et al // Appl. Opt. 2012. № 51. P. 1-10.
7. P. Yeh.// JOSA. 1979. V. 69. P. 742-756.

Определение оптического профиля тонких градиентных пленок методом поверхностного плазмонного резонанса

А.В. Анисимов, С.А. Лобастов, И.Ш. Хасанов

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
anisimov.av@ntcup.ru

Производство тонких пленок требует точного метода неразрушающего контроля. Обычно для этой задачи успешно используется спектрофотометрия в сочетании с эллипсометрией. Однако, когда речь идет о пленках, толщина которых намного меньше длины волны света ($d \ll \lambda$), коэффициенты отражения R и пропускания T существенно не отличаются от подложки без покрытия [1]. Более того, если необходимо знать распределение оптических констант по глубине, то вышеуказанные методы особенно не могут дать четких результатов. Однако такая информация необходима при изготовлении градиентных тонких пленок. Пленки с градиентным по координате показателем преломления позволяют реализовать интересные физические эффекты, такие как невидимость, нелокальная дисперсия, резонансное туннелирование электромагнитных волн для эффективной передачи энергии затухающими волнами и т.д. [2]. Ограничения стандартных оптических методов, можно обойти, используя поверхностные эванесцентные волны (ПЭВ), такие как поверхностные плазмон-поляритоны (ППП). Амплитуда интенсивности локального электрического поля ПЭВ на границе раздела «металл-диэлектрик» может на несколько порядков превышать интенсивность падающей волны, в результате чего ПЭВ очень чувствительны к оптическим свойствам тонких пленок [3].

В данной работе мы показываем, что регистрация отраженного излучения при угловом сканировании на нескольких длинах волн может быть использована для неразрушающего контроля ультратонких пленок с градиентным показателем преломления (n) с учетом коэффициента экстинкции (k).

Наиболее простые и эффективные способами возбуждения ППП являются призмные схемы ввода. В них используются призмы с нарушенным полным внутренним отражением (НПВО), например, в геометриях Кречмана или Отто [4]. В НПВО-призме p -поляризованный свет падает на многослойную структуру на границе раздела полубесконечных (по сравнению с толщиной этой структуры) сред под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения. Рассматриваемая нами многослойная структура, в которой градиентный слой лежит между «полубесконечными» средами — материалом призмы НПВО и воздухом. Градиентный слой со сложным градиентным показателем преломления ($\hat{n} = n + I k$, где n — показатель преломления, k — коэффициент экстинкции) при расчете коэффициента отражения R_p мы также представляем как ряд однородных слоев конечной толщины. Далее для расчета коэффициента отражения полученной многослойной системы мы используем матричный подход, основанный на уравнениях Френеля [5].

Поскольку интенсивность поля ПЭВ уменьшается по мере удаления от границы раздела сред, на которой она была возбуждена, волна взаимодействует со слоями вещества, расположенными на разной глубине, с разной величиной. Более того, при изменении длины волны падающего излучения меняется и распределение интенсивности поля, а также меняется вклад оптических констант слоев, расположенных на каждой глубине относительно соседних. Это позволяет повысить точность измерений при спектрометрическом сканировании. Подробное математическое и физическое описание основ этого метода можно найти в нашей статье [6].

Для восстановления оптического профиля градиентного слоя, оптические константы моделируются с помощью плавной сплайн-функции *pchip* (кусочно-кубический интерполирующий полином Эрмита) [7], построенной из нескольких точек, каждая из которых задана в некоторых заранее определенных границах. Коэффициенты отражения R для системы с градиентным слоем, моделируемой функцией *pchip*, вычисляются и затем сравниваются с данными численного эксперимента, включающего восстанавливаемый градиентный тонкий слой. Для этого вычисляется функция расхождения:

$$DF = \sum_i \left(\frac{R(X, \lambda, \theta_j) - \hat{R}(\lambda, \theta_j)}{(\hat{R}(\lambda, \theta_j) + 1)^2} \right)^2 \quad (1)$$

где $\hat{R}(\lambda, \theta_j)$ – эталонные данные отражения, $R(X, \lambda, \theta_j)$ — массив коэффициентов отражения для многослойной структуры с градиентным слоем, моделируемым функцией *pchip*, X — вектор вида $\{\hat{n}_1, \dots, \hat{n}_N\}$, характеризующий набор точек, по которым моделируется оптический профиль градиентного слоя. Весовой коэффициент в знаменателе уравнения (1) добавляется для увеличения вклада коэффициентов отражения при углах возбуждения SPR по сравнению с другими углами. Для восстановления исходного профиля минимизируется функция расхождения DF. Для этого была написана программа на Python с использованием процедур минимизации из пакета Py-BOBYQA [8]. Интерполяция функцией *pchip* реализована с помощью пакета SciPy.

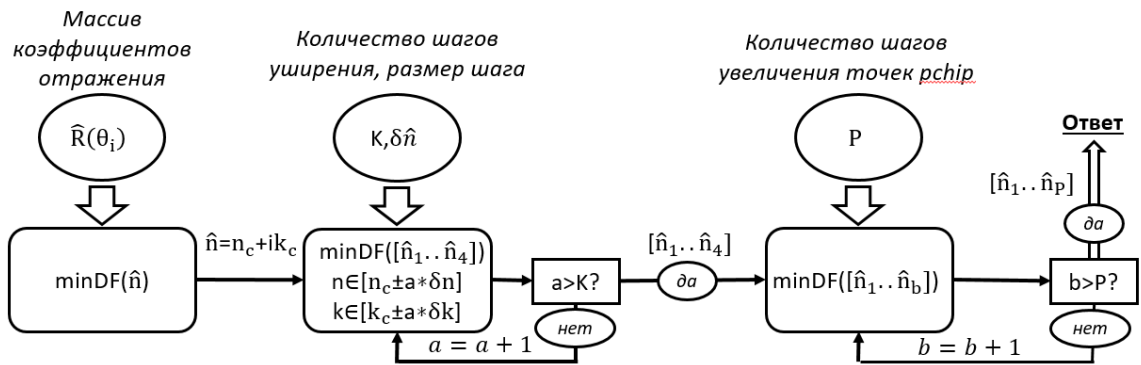


Рис. 1. Схема работы алгоритма восстановления оптического профиля по данным измерений метода поверхностного плазмонного резонанса

Эта минимизация осуществляется следующим образом: для каждого искомого параметра в векторе X задается начальное значение, затем псевдослучайным перебором отклонений для каждого параметра на определенную величину (она пропорциональна радиусу доверительной области *rhobeg* в пакете Py-BOBYQA) ищется минимум функции расхождения DF. Для каждого параметра задаются границы области поиска, за которые алгоритм не выходит при итерации. Значения точек в глубине слоя не меняются, так как минимизируется функция расхождения, поскольку их варьирование дает гораздо меньший вклад, чем варьирование значений параметров, но занимает такое же количество времени.

Основная сложность данного метода заключается в нахождении полного соответствия параметров функции $pchip$ желаемому профилю для глобального минимума функции DF , заданного в пространстве размерности $N = 2 * p$, где p — количество точек разбиения по глубине слоя. При этом в этом пространстве существует огромное количество локальных минимумов, и найти глобальный минимум нужно среди них. Поэтому ключевым вопросом в эффективности алгоритма являются методы сужения области поиска глобального минимума.

Заключение

Представлен алгоритм определения профиля показателя преломления и коэффициента экстинкции по глубине для тонких градиентно-индексных металлических и диэлектрических пленок. Для реконструкции оптического профиля градиентной тонкой пленки используются измерения углового сканирования на нескольких длинах волн в условиях поверхностного плазмонного резонанса. Искомый оптический профиль аппроксимируется функцией $pchip$ по узловым точкам. Координаты этих точек находятся минимизацией функции расхождения и последовательным сужением области поиска глобального минимума.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Stenzel “The Physics of Thin Film Optical Spectra: An Introduction”. Switzerland, Cham: Springer International Publishing, 2016.
2. A. B. Shvartsburg and A. A. Maradudin, “Waves in gradient metamaterials” Singapore: World Scientific, 2013.
3. A. K. Nikitin et. al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1421. P. 012013.
4. В. В. Климов “Наноплазмоника”, М.: Физматлит, 2010.
5. Mackay T. G., Lakhtakia A. // Synth. Lect. on Electromag. 2020. V. 1. № 1. P. 1.
6. A. V. Anisimov, I. Sh. Khasanov // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2091. P. 012067.
7. F. N. Fritsch, J. Butland, “A method for constructing local monotone piecewise cubic interpolants”, SIAM J. Sci. Comput. 1984. V. 5. No 2. P. 300.
8. Powell M. J. D. // Report of Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics, Cambridge University. DAMTP 2009/NA06.

Фотосинтетический аппарат на примере холестерической жидкокристаллической пленки, легированной пигментным комплексом высших растений

Е.Р. Буханов^{1,2}, А.Д. Шефер², Т.А. Зотина³, М.Н. Крахалёв¹

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

²Красноярский научный центр ФИЦ СО РАН

³Институт биофизики ФИЦ КНЦ СО РАН

k26tony@ya.ru

Процесс фотосинтеза инициируется захватом солнечного света сетью светопоглощающих молекул (хромофоров), которые также отвечают за последующую перекачку энергии возбуждения к реакционным центрам. Благодаря эволюции, генетическому дрейфу и видообразованию фотосинтезирующие организмы нашли множество решений для сбора света. Помимо пигментов, вносящих огромный вклад в процесс поглощения света, существует еще структурная составляющая. Её роль в процессе сбора и поглощения света была описана в ряде теоретических работ [1-3].

Структурная жесткость и лабильность, необходимые для процессов биосинтеза и в процессах клеточной подвижности обусловлена хиральностью молекулярно – биологических системы. Наиболее изученными из таких структур являются холестерические жидкие кристаллы (ЖК), образованные как из молекул холестерика так и из более сложных. Например, холестерическая фаза ДНК организована из параллельных слоев молекул ДНК. Каждый слой повернут относительно другого на небольшой угол, таким образом возникает пространственная спираль. Наименьшим элементом молекулярных и надмолекулярных конструкций являются хиральные молекулы. Их отличительным свойством является несовместимость со своим зеркальным отображением при любых комбинациях перемещений и вращений в трехмерном пространстве.

Геликоидальное упорядочение наиболее распространенная форма хиральных структур. Периодичность здесь происходит только вдоль одной координаты. Вдоль двух других направлений структура является однородной. Воздействие геликоидальной структуры на оптические поля зависит от соотношения длины волны падающего света (λ) и шага спирали (P): $\lambda < P \cdot n_1 \cdot \cos\alpha$ – отрицательная оптическая активность вращения поляризации света в противоположную сторону закручивания геликоида; $\lambda > P \cdot n_1 \cdot \cos\alpha$ – положительная оптическая активность, линейная поляризация проходящего через структуру света поворачивается в направлении закручивания геликоида; $\lambda_B = P \cdot \cos\alpha \cdot (n_1 + n_{\perp})/2$ – селективное объемное отражение циркулярно поляризованного света. Здесь n_1 и n_{\perp} – показатели преломления ЖК для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно директору, соответственно, α – угол между направлением падающей световой волны и осью холестерической спирали.

Наличие зоны селективного отражения увеличивает плотность фотонных состояний на определенных длин волн. Этот эффект важен для фотосинтеза, поскольку согласно золотому правилу Ферми, скорость реакции пропорциональна плотности фотонных состояний. В работах [4-6] было показано, что существенные реорганизации, индуцированные светом и теплом, происходят в хиральной макроорганизации белковых комплексов в мембранах тилакоидов хлоропластов растений.

В данной работе представляло интерес создание и изучение структуры приближенной по структурным и оптическим параметрам к хлоропластам высших растений на основе внедрения пигментного комплекса в ячейку холестерического ЖК.

В работе использовались две ячейки с ЖК и добавлением пигментной экстракции из роголистника. Первая – ячейка на основе нематического ЖК, вторая – на основе холестерика. Пигментную вытяжку получали из апикальных побегов водного растения роголистника (*ceratophyllum demersum*), высушенных в темноте при комнатной температуре до постоянного веса и растертых в порошок в керамической ступке с применением 96%-го этилового спирта. Для расчета концентрации хлорофиллов *a* и *b* и суммы каротиноидов в растворе были проведены измерения оптической плотности экстракта с помощью спектрофотометра (Specol 1300, Analytic Jena, Germany). Расчет концентрации молекул в экстракте проводился согласно [7, 8]. В полученной вытяжке концентрация пигментов составляла: хлорофилл *a* – 402.3 мкг/мл, хлорофилл *b* – 157.1 мкг/мл, каротиноиды – 124.0 мкг/мл.

Пигменты роголистника добавлялись в ЖК на основе нематика ЛН-396. Холестерик получался допированием нематика ЛН-396 хиральной добавкой R-5011. Концентрация добавки 1.94 % по весу, что соответствует шагу спирали $P_0 = 475$ нм (закручивающая сила $\beta = +108.5$ мкм⁻¹). ЖК (холестерик и нематик) с пигментами изготавливался путем растворения 37.4 мкл ЖК в 200 мкл спиртовой вытяжки с последующим нагреванием до 70 °С для испарения спирта (в течение 60 минут). После испарения спирта смесь хранилась при 5 °С в темноте. Суммарная весовая концентрация (хлорофилл *a* + хлорофилл *b*) в ЖК составляла 0.3 %. ЖК ячейки изготавливалась из двух стеклянных подложек с ITO покрытием. В качестве ориентанта использовались натертые пленки поливинилового спирта. Толщина зазора (ЖК слоя) задавалась стеклянными спейсерами и измерялась интерференционным методом до заполнения ячейки. Толщина зазора получилась равной 4.06 мкм для ячейки на основе холестерика и 6.02 мкм для нематической ячейки. Ячейки заполнялись ЖК в изотропной фазе при 70 °С.

Образец с нематиком поглощает на 672 нм и имеется широкая область поглощения в коротковолновой области спектра на 390-520 нм (рисунок 1). В коротковолновой области спектра наблюдается линейный дихроизм, образец сильнее поглощает свет, поляризованный параллельно директору.

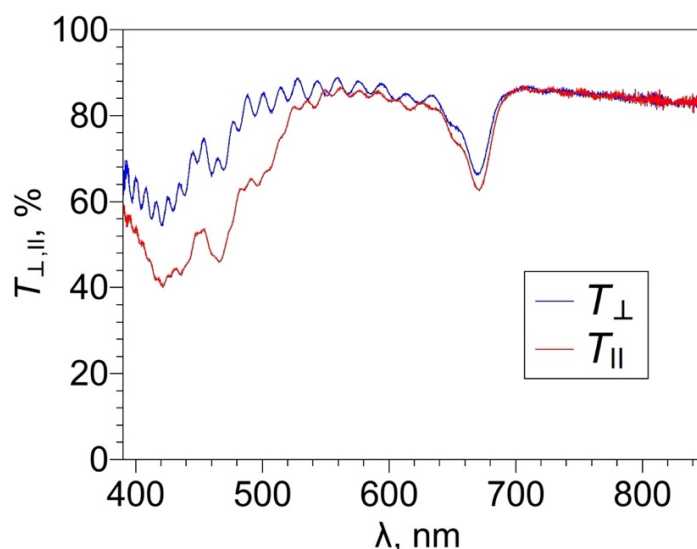


Рис. 1. Спектры пропускания нематической ЖК ячейкой света, поляризованного перпендикулярно T_{\perp} и параллельно T_{\parallel} направлению натирки подложек.

Образец с холестериком получился однородным, с минимальным количеством дефектов в виде маслянистых бороздок. Спектр пропускания света при нормальном

падении ($\alpha = 0$) показаны на рисунке 2. Видно, что имеется поглощение света в диапазоне длин волн 390-520 нм и на 670 нм. При этом при нормальном падении поглощение на длине волны 670 нм попадает в спектральный диапазон зоны селективного отражения света слоем холестерика.

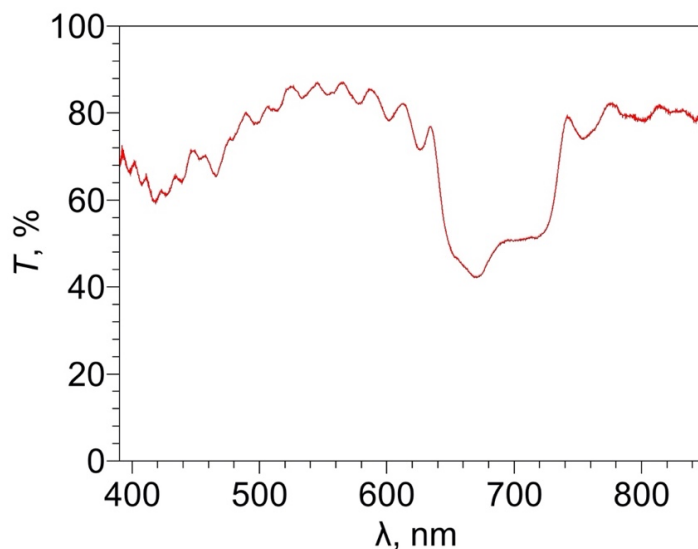


Рис. 2. Спектры пропускания холестерика.

Из сравнения рисунков 1 и 2 видно, что при закрутке ЖК линия поглощения хлорофиллов остается на месте, в то время как появляется зона селективного отражения характерная для спирали холестерика. Для ячейки с холестерическим ЖК были проведены измерения линии поглощения поляризованного света при нормальном падении (рис. 3(а)) и под углом 45° к нормали к подложкам ЖК ячейки (рис. 3(б)).

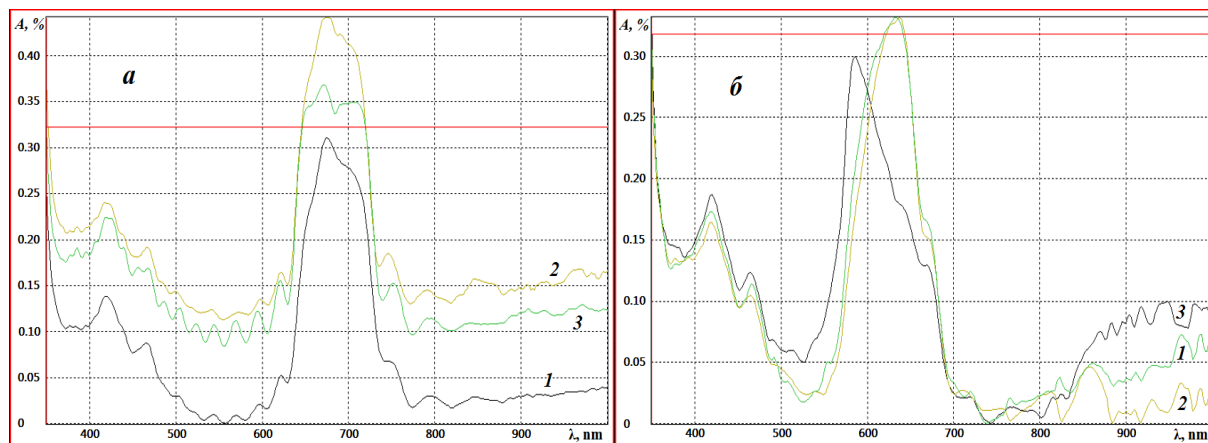


Рис. 3. Спектры поглощения ячейки холестерического ЖК, снятые при нормальном (а) и наклонном под углом 45° (б) падении света. 1 – без поляризатора; 2 – поляризация параллельно направлению натирки подложек; 3 – поляризация перпендикулярно направлению натирки подложек.

В природе существует эффект, когда при спектральных измерениях живых листьев наблюдаются два отчетливо видных пика поглощения, в то время, когда в растворе виден только один [9]. Данный эффект называют красным смещением, и даже в настоящее время не существует полноценного объяснения этого явления. Также существует ряд исследований по изучению влияния поляризации света на фотосинтез и структурные особенности листового покрова [10-12]. В большинстве своем они описывают поляризацию, как инструмент, с помощью которого осуществляется разметка

формирующихся органов и тканей растения и создается специфическая трехмерная структура организма.

В нашем случае представляло интерес отслеживание спектрального поведения образца и положения пиков поглощения. Из результатов рисунка 3(а) видно, что при изменении направления поляризации происходит изменение формы кривой в районе зоны селективного отражения. Помимо основного пика поглощения хлорофилла, виден пик в более красноволновой области, основанный за счет края стоп-зоны. Таким образом, при наложении пигментного комплекса листьев растений на фотонно-кристаллическую структуру, мы можем наблюдать эффекты живой природы.

В тоже время, результаты рисунка 3(б) показывают, что при наклонном падении света возможно изменение спектрального положения самой линии поглощения хлорофилла в зависимости от направления поляризации света. Подобный характер поведения линии поглощения описывался посредством изменения основы коллоидных растворов с экстракциями хлорофилла [9]. Но в случае с коллоидными растворами смещение происходило на более меньшую спектральную величину.

Вызывает восхищение удивительные способности живых природных объектов использовать один и тот же способ для выполнения различных процессов. Так, например, в эпидермальных клетках листьев бегонии были найдены иридопласты – Фотонные кристаллы, обеспечивающие окраску растения и видимую иризацию [13]. В работе [14] исследовали бизонопласты *S. Erythrorus*, представляющие собой уникальную структуру хлоропласта как фотонную одномерную многослойную решетку, приводящую к усиленному отражению в синей области видимого спектра. Другие более поздние исследования показали, что присутствующий эпикутикулярный воск на листьях сизой пшеницы и голубой ели напрямую отвечает за окраску растений благодаря своей уникальной фотоннокристаллической наноструктуре [15].

Результаты данного исследования не только находятся в хорошем согласии с наблюдаемыми эффектами в листьях растений, но и создают полноценные предпосылки для подтверждения участия фотонно-кристаллической структуры хлоропластов в первичной стадии процесса фотосинтеза.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Bukhanov et al. // *Plants*. 2021. V. 10. P. 1967.
2. M. Jacobs et al. // *Nature plants*. 2016. V. 24. No. 16162. P. 1-6.
3. A. Capretti et al. // *Light. Sci. Appl.* 2019. V. 8. No. 5. P. 1-13.
4. G. Garab // *Photosynth. Res.* 2016. V. 127. P. 131-150.
5. G. Garab, B. Ughy, R. Goss // *Subcell Biochem.* 2016. V. 86. P. 127-157.
6. R. Unnep et al. // *Biochim Biophys Acta*. 2014. V. 1837. No. 9. P. 1572-1580.
7. H.K. Lichtenthaler, C. Buschmann // *Cur. Prot. in Food Anal. Chem.* 2001. V. 1. No. 1. P. F4.3.1-F4.3.8.
8. H.K. Lichtenthaler // *Methods in Enzymology*. 1987. V. 148. P. 350-382.
9. Е. Рабинович “Фотосинтез. Том II” М.: Наука, 1953.
10. С.С. Медведев // *Физиология растений*. 2012. Т. 59. No. 4. С. 543.
11. А.Ю. Жумарь, О.В. Царюк // *Журнал Прикладной Спектроскопии*. 2005. Т. 72. No. 2. С. 236-240.
12. Б.М. Азизов, Д.С. Мехтиев, С.Г. Кулиева // *Оптика и спектроскопия*. 2019. Т. 126. No. 6. С. 851-855.
13. M. Jacobs et al. // *Nat. Plants*. 2016. V. 2. P. 16162.
14. N.J. Masters et al. // *J. R. Soc. Int.* 2018. V. 15. P. 20180559.
15. E. Bukhanov et al. // *Proc. Of the 2020 ITNT*. 2020. V. 1.

Влияние асимметрии положения дефекта фотонного кристалла на поглощение света

Л.Е. Тырышкина^{1,2,3}, Н.В. Рудакова^{1,2}, П.С. Панкин^{1,2}, Д.С. Бузин^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,
Красноярск 660036, Россия

²Сибирский федеральный университет, Красноярск 660041, Россия

³ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск 660036, Россия

letyryshkina@iph.krasn.ru

Фотонные кристаллы (ФК) с их уникальными свойствами представляют значительный интерес для исследователей. Одним из таких свойств является локализация электромагнитных волн на дефектах ФК. Так, в работе [1] показано сохранение локализации поля на центральном дефекте одномерного ФК при частичном разупорядочении слоев. В следующей работе тех же авторов [2] исследованная локализация использована для объяснения спектров биофотонно-кристаллических структур. В [3] описан ассиметричный микрорезонатор, имитирующий реальную биологическую ФК структуру хлоропласта. В данной работе проведен расчет оптических спектров ФК и плотности энергии локализованного поля в зависимости от положения дефектного слоя ФК.

ФК представляет собой чередующиеся слои оксида кремния (SiO_2) и нитрида кремния (Si_3N_4) с толщинами 86 и 60 нм соответственно, плюс один начальный непарный слой Si_3N_4 . Показатели преломления слоев: $n(\text{SiO}_2) = 1,45$ и $n(\text{Si}_3\text{N}_4) = 2,05$. После трех периодов (слабое зеркало) размещался дефектный слой, за которым следовало еще семь периодов (сильное зеркало). В качестве дефектного слоя рассматривали раствор хлорофилла в этаноле. Положение дефектного слоя варьировалось путем поворачивания кристалла двумя противоположными гранями к падающему свету. При падении световой волны со стороны слабого (тонкого) зеркала ожидалось получить более сильное поглощение.

Для расчета спектров поглощения и пропускания, а также локализации светового поля на дефекте был использован приближенный аналитический метод – временная теория связанных мод (ВТСМ), или теория связанных мод во временной области [4]. ВТСМ позволяет описывать поле в резонаторе, связанном через зеркала с падающим и проходящим излучением. При этом комплексная амплитуда локализованной моды оказывается связана с ее производной по времени.

Пусть неидеальное локализованное состояние (резонанс) определяется при помощи собственной частоты ω_0 и N независимых каналов релаксации энергии с временами релаксации τ_l , $l = 1, 2, \dots, N$. Таким образом, через $N + 1$ действительных величин неявно учитываются все геометрические и материальные параметры структуры. Резонанс описывается комплексной амплитудой a , связанной с амплитудами $s_{l\pm}$ потоков входящей и выходящей энергии:

$$\frac{da}{dt} = -i\omega_0 a - \sum_{l=1}^N \frac{a}{\tau_l} + \sum_{l=1}^N \sqrt{\frac{2}{\tau_l}} s_{l+}, \quad s_{l-} = -s_{l+} + \sqrt{\frac{2}{\tau_l}} a. \quad (1)$$

Стационарное возбуждение через один из каналов $s_{l+} = s_0 \exp(-i\omega t)$ дает амплитуду:

$$a_l(\omega) = \frac{\sqrt{\frac{2}{\tau_l}}}{i(\omega_0 - \omega) + \sum_{l=1}^N \frac{1}{\tau_l}} s_{l+}. \quad (2)$$

Чтобы описать задачу при помощи ВТСМ, ограничимся рассмотрением двух радиационных каналов, для которых скорости релаксации $\gamma_l = \frac{1}{\tau_l}$ пропорциональны пропусканиям зеркал $\gamma_{m,M} \sim T_m, T_M$, где T_m, T_M – величины пропускания зеркал с различным числом периодов, $m < M$. Третий путь релаксации энергии через материальные потери характеризуется скоростью релаксации γ_A .

Вблизи частоты дефектной моды ω_0 , согласно выражению (2), локализованная энергия больше для случая падения света со стороны более тонкого зеркала $m \rightarrow M$:

$$a_{m \rightarrow M, M \rightarrow m} \sim \frac{\sqrt{\gamma_{m,M}}}{i(\omega_0 - \omega) + \gamma}, a_{m \rightarrow M} > a_{M \rightarrow m}. \quad (3)$$

Из уравнения (1) следует, что коэффициенты пропускания равны для случаев падения света с обеих сторон:

$$T_{m \rightarrow M} = T_{M \rightarrow m} = \left| \frac{\sqrt{\gamma_m \gamma_M}}{i(\omega_0 - \omega) + \gamma} \right|^2. \quad (4)$$

Однако, поглощение больше для случая падения света со стороны более тонкого зеркала:

$$A_{m \rightarrow M, M \rightarrow m} = \left| \frac{\sqrt{\gamma_m \gamma_M \gamma_A}}{i(\omega_0 - \omega) + \gamma} \right|^2, A_{m \rightarrow M} > A_{M \rightarrow m}. \quad (5)$$

Это подтверждается численными расчетами спектров пропускания и поглощения ФК зеркал в зависимости от стороны падения света на структуру (рисунок 1), полученными с помощью прямого расчета методом матрицы переноса [5].

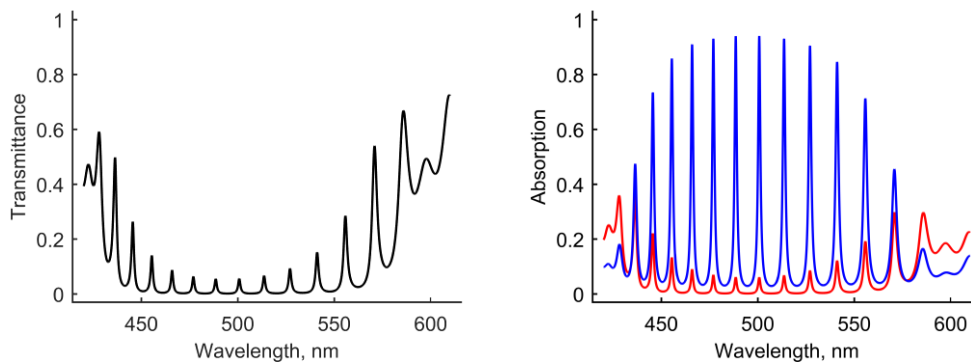


Рис. 1. (а) Спектр пропускания ФК с дефектом. (б) Спектры поглощения ФК с дефектом при освещении его со стороны зеркала с 3-мя периодами чередующихся слоев (синяя линия) и при падении света с противоположной стороны – (красная линия).

Спектр пропускания совпадает для противоположных направлений падения света на ФК (рисунок 1а). Спектры поглощения в зависимости от стороны освещения структуры существенно отличаются в середине стоп-зоны (рисунок 1б).

Локализация электрического поля световой волны ($\lambda = 488,5$ нм) в зависимости от стороны падения на структуру ФК представлена на рисунке 2.

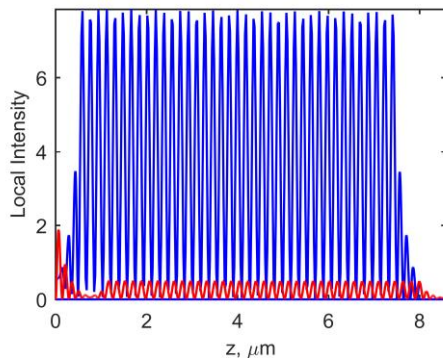


Рис. 2. Локализация электрического поля световой волны ($\lambda = 488,5$ нм) в зависимости от стороны падения на структуру ФК: синий спектр – со стороны зеркала с 3-мя периодами чередующихся слоев, красный – со стороны ФК с 7-ю периодами.

Для сравнения были рассчитаны спектры пропускания и поглощения ФК структуры с симметрично расположенным дефектом. Общее число периодов чередующихся слоев равно 10 (рисунок 3).

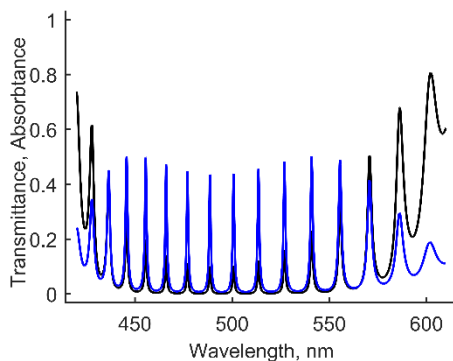


Рис. 3. Спектр пропускания (черная линия) и спектр поглощения (синяя линия) ФК структуры с симметрично расположенным дефектом.

Таким образом, прямой расчет методом матрицы переноса показал зависимость поглощения и локализации электрического поля световой волны в ФК структуре от положения дефектного слоя в нем. При этом асимметричный ФК поглощает свет эффективнее симметричного.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Shabanov, M.A. Korshunov, E.R. Bukhanov // *Comput. Opt.* 2017. V. 41. No 5. P. 680-686.
2. М.А. Коршунов и др. // *Доклады Академии Наук.* 2018. Т. 478. № 3. С. 280-283.
3. P.S. Pankin et al. // *JOSAB.* 2023. V. 40. No 1. P. 87-93.
4. J.D. Joannopoulos et al. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)*. – Princeton, NJ, USA: Princeton University Press, 2008.
5. D.W. Berreman // *J. Opt. Soc. Am.* 1972. V. 62. P. 502.

Оптическая и электронная микроскопия кластеров наночастиц Nd³⁺: LaF₃, синтезированных ГТМВ методом

Г.О. Силаев^{1,2}, А.Т. Шайдулин^{2,3}, О.В. Уваров³, Е.О. Орловская³, Ю.В. Орловский³,
Ю.Г. Вайнер^{1,2,*}

¹*Институт спектроскопии РАН*

²*Научно-исследовательский университет Высшая школа экономики*

³*Институт общей физики РАН*

vainer@isan.troitsk.ru

В задачах исследования нанообъектов различной природы методы оптической микроскопии имеют ряд принципиальных преимуществ по сравнению с методами электронной микроскопии, таких как высокая оперативность, возможность исследования объектов в водных растворах, малая степень воздействия на образец. В докладе сообщается о результатах исследований размеров и пространственной структуры одиночных диэлектрических коллоидных наночастиц фторида лантана, легированных редкоземельными ионами неодима (Nd³⁺: LaF₃), и их конгломератов в водном растворе, синтезированных методом водного соосаждения с последующей гидротермальной микроволновой обработкой. Исследования проводились с применением оптической ультрамикроскопии, работающей по сигналам упругого рассеяния по схеме "светового листа", просвечивающей электронной микроскопии и динамического рассеяния света. Было показано, что в ходе синтеза образуется стабильный коллоидный раствор, состоящий из одиночных наночастиц фторида лантана, с узким распределением по размерам, в пределах 10-30 нм, и формирующихся на их основе нанокластеров. Обнаружено, что пространственная структура сформированных в ходе синтеза нанокластеров, не описывается в рамках фрактальной модели, широко используемой для описания кластеров, формирующихся в коллоидных растворах наночастиц разной природы. Приводятся результаты сравнительного анализа данных полученных разными методами.

Исследования были поддержаны в рамках проекта РФФ № 22-22-00998

Фотоионизация в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок под действием предельно короткого оптического импульса

Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко
Волгоградский государственный университет
dvuzhilov.ilya@volsu.ru

В работе рассмотрена теоретическая модель взаимодействия одномерного предельно короткого оптического импульса с нелинейной средой полупроводниковых углеродных нанотрубок, которая имеет пространственную модуляцию показателя преломления в направлении распространения импульса (одномерный фотонный кристалл). Показаны результаты зависимости скорости одно- и двухфотонной ионизации от интенсивности коротковолнового импульса. Произведен учет влияния дополнительных внешних электрического и магнитного полей на скорость фотоионизации.

Период модуляции показателя преломления в фотонном кристалле (ФК) прямопропорционален длине волны оптического импульса, т.е. можно считать, что происходит сложение внутренних мод излучения и сильное отражение на узлах решетки. Прямые и встречные волны рассматриваются независимо друг от друга, а решетка кристалла обеспечивает их взаимодействие между собой, таким образом, можно использовать теорию связанных мод, при условии малости нелинейного изменения показателя преломления [1].

Для построения ФК были выбраны полупроводниковые углеродные нанотрубки (УНТ) [2, 3]. Такой выбор обусловлен тем, что их закон дисперсии непараболический, и они обеспечивают идеальную нелинейность, необходимую для устойчивого распространения предельно короткого импульса (ПКИ) [4]. В среде ФК многофотонная ионизация среды возможна при одновременном поглощении некоторого количества фотонов, что имеет место при высокой интенсивности поля [5].

Геометрия задачи предполагает, что ПКИ распространяется вдоль оси Ox , вдоль этой же оси ФК имеет модуляцию показателя преломления. Ось нанотрубок, возникающий в среде ток, напряженность электрического поля импульса и дополнительные внешние электрическое и магнитное поля направлены перпендикулярно оси Ox .

Скорость многофотонной ионизации масштабируется как I^K , где K – количество поглощенных при ионизации фотонов, I – интенсивность ПКИ [5]. Интенсивность электрического поля выражена в относительных единицах, и пропорциональна квадрату напряженности электрического поля импульса. В свою очередь напряженность электрического поля ПКИ связана с его вектор-потенциалом калибровкой Кулона:

$$\bar{E} = -1\partial\bar{A}/c\partial t.$$

Для описания динамики скорости многофотонной ионизации приведем волновое уравнение на вектор-потенциал электрического поля одномерного ПКИ:

$$\begin{aligned} \bar{A}_{xx} &= \frac{n^2(x)}{c^2} \bar{A}_{tt} - \frac{4\pi}{c} \bar{j}, \\ n(x) &= 1 + \alpha \cos(2\pi x / \chi), \end{aligned} \quad (1)$$

здесь $A = (0, 0, A_z(x, t))$ – вектор-потенциал электрического поля ПКИ; $n(x)$ – пространственно переменный показатель преломления среды УНТ, т.е. фотонный кристалл (α, χ – глубина и период модуляции показателя преломления, соответственно);

c – скорость света в среде УНТ; $j=(0, 0, j_z(x, t))$ – плотность тока. Начальные условия на вектор-потенциал соответствует гауссовому профилю импульса для одного колебания электрического поля.

Результаты для скорости многофотонной ионизации в одномерном ФК на основе УНТ при распространении в нем ПКИ показаны на рис. 1.

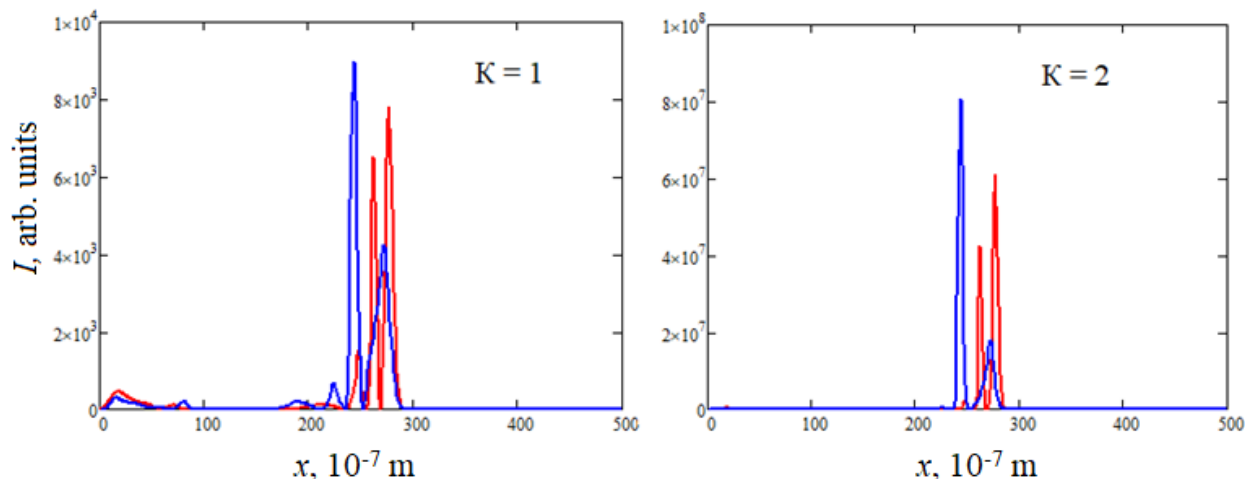


Рис. 1. Зависимость интенсивности ПКИ при однофотонной (слева) и двухфотонной (справа) ионизации в однородной среде УНТ без модуляции показателя преломления (красная линия) и с ней (синяя линия).

Из представленного рисунка видно, что наличие среды с пространственно переменным показателем преломления (ФК) существенно повышает вероятность многофотонной ионизации и ее скорость, при условии устойчивого распространения ПКИ в ней. Следует отметить, что пиковая интенсивность импульса и скорость фотоионизации возрастает при его взаимодействии с ФК, это в свою очередь связано с присутствием интерференции на узлах решетки, т.е. импульс замедляется, но его интенсивность растет. Сдвиг линий также связан с интерференцией импульса на узлах решетки и его замедлением.

Дополнительное влияние магнитного поля, приложенного параллельно оси УНТ, в ФК немного увеличивает скорость многофотонной ионизации. Однако, действие внешнего электрического поля, приложенного вдоль оси нанотрубки не меняет существенно пиковую интенсивность ПКИ, и, следовательно, скорость фотоионизации.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема "FZUU-2023-0001").

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Crosignani et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1982. V.72. P.515.
2. А.В. Елецкий, Б. М. Смирнов // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. №9. С. 977-1009.
3. П. Харрис «Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века» М.: Техносфера, 2003.
4. М.В. Belonenko et al. // Journal of Russian Laser Research. 2006. V. 27. No 5. P. 457-465.
5. A. Couairona, A. Mysyrowicz // Physics Reports. 2007. V. 441. P. 47-189.

Исследование дифракции света на электрически управляемых мультиплексированных многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структурах

В.О. Долгирев, Д.С. Растрыгин, С.Н. Шарангович

Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР)

vital2@mail.ru, shr@tusur.ru

Введение. Дифракционная оптика имеет важное значение для развития оптических сетей связи в настоящее время. Она позволяет увеличить пропускную способность сети, улучшить качество передачи данных и снизить затраты на оборудование. В частности, применение дифракционных элементов, таких как голографические объективы, позволяет реализовать более эффективную мультиплексированную передачу данных. Развитие дифракционной оптики также привело к созданию новых оптических устройств, таких как оптические компьютеры и мультиплексоры, которые могут обрабатывать большой объем данных на высоких скоростях. Это позволяет существенно увеличить пропускную способность оптических сетей связи и обеспечить более быструю передачу данных.

В последнее время, все больше внимания ученых привлекают многослойные неоднородные голографические дифракционные структуры (МНГДС), которые в перспективе могут найти широкое применение как в оптических сетях связи в качестве мультиплексоров [1-3], так и одним из главных компонентов для генерации фемтосекундных лазерных импульсов [4-6]. Особенность данных структур заключается в их угловой селективности, представляющей из себя набор локальных максимумов, который в свою очередь зависит от соотношения толщин промежуточных и дифракционных слоев.

Ранее в работе [1] была продемонстрирована возможность управления угловой селективностью МНГДС, сформированных в фотополимеризующихся композициях с высоким содержанием нематических жидких кристаллов (ФПМ-ЖК). Так, например, при воздействии внешнего электрического поля к определенным дифракционным слоям возможно было не только изменять уровень дифракционной эффективности (ДЭ), но и трансформировать сам селективный отклик, причем трансформация сопровождалась с существенным смещением угловой селективности. При этом был рассмотрен частный случай, когда в каждом слое МНГДС была сформирована лишь одна дифракционная структура, поляриность прикладываемого напряжения была одинакова, а поляризация считывающего излучения совпадала с собственными необыкновенными волнами в образце.

Целью данной работы является исследование дифракции света на мультиплексированных МНГДС на основе ФПМ-ЖК при различной поляриности прикладываемого внешнего поля и произвольной поляризации считывающего пучка. Формирование данных МНГДС может быть осуществлено при последовательной записи нескольких дифракционных структур при их угловом мультиплексировании [7]. При этом возможно существенное увеличение спектральной полосы пропускания МНГДС.

Теоретическая часть. Для описания процесса дифракции будет использована математическая модель, представленная ранее в работе [1]. Для данной модели будем считать, что считывание МНГДС происходит плоским световым пучком, все процессы записи на голографической дифракционной структуре (ГДС) завершены, апертура считывающего пучка много больше толщины МНГДС.

Световое поле на выходе МНГДС в результате процесса преобразования частотно-угловых спектров взаимодействующих световых пучков представляется в виде [1]:

$$\vec{E}^{m,N} = (\vec{T}^{m,N,1} + \dots + \vec{T}^{m,N,n_h} + \dots + \vec{T}^{m,N,N_h}) \cdot \vec{E}_0, \quad (1)$$

где $\vec{T}^{m,N,n_h} = \vec{T}^{m,N,n_h} \cdot \vec{A}^{m,N-1} \cdot \vec{T}^{m,N-1,n_h} \dots \vec{A}^{m,1} \cdot \vec{T}^{m,1,n_h}$ – матричная передаточная функция МНГДС, $\vec{E}^{m,n} = \begin{bmatrix} E_0^{m,n}(\omega, \Delta K) \\ E_1^{m,n}(\omega, \Delta K) \end{bmatrix}$, $\vec{T}^{m,n,n_h} = \begin{bmatrix} T_{00}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) & T_{10}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) \\ T_{01}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) & T_{11}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) \end{bmatrix}$ – матричная передаточная функция, $\vec{E}_0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega, \Delta K) \\ 0 \end{bmatrix}$, $\vec{A}^{m,n}$ – матрица перехода для промежуточного слоя из [1], N_h и n_h – количество и номер записанной голограммы, ω – частота считывающего пучка, ΔK – фазовая расстройка, $m = o, e$ – индекс, соответствующий обыкновенным и необыкновенным волнам, N и n – количество и номер дифракционных слоев. Компоненты матрицы \vec{T}^{m,n,n_h} определены в [1].

Численное моделирование. При численном моделировании исследовалась двухслойная ГДС с однородными профилями показателя преломления, в которой были записаны 2 мультиплексированные дифракционные структуры с углами поворота образца на 10 и минус 10 градусов на длине волны $\lambda = 633$ нм и углами между записывающими пучками $2\theta = 40$ градусов. Параметры для моделирования: $\lambda_{\text{read}} = 1431$ нм – длина считывающей волны; $d_n = 15$ мкм – толщины ФПМ-ЖК слоев; $t_n = 4,75d_n = 71,25$ мкм – толщина промежуточного слоя; $n_{ic}^o = 1,535$ и $n_{ic}^e = 1,68$ являются обыкновенными и необыкновенными показателями преломления для ЖК соответственно; $n_p = 1,535$ – показатель преломления для полимера; угол Брэгга для считывающей волны (λ_{read}) составляет $\theta_b = 45$ градусов.

На рис. 1 и 2 приведены зависимости дифракционной эффективности двухслойной ГДС от длины волны считывания и приложенного электрического поля на все слои с одинаковой (рис. 1) и разной полярностью (рис. 2) при считывании световой волной, поляризация которой соответствует собственным необыкновенным волнам в образце.

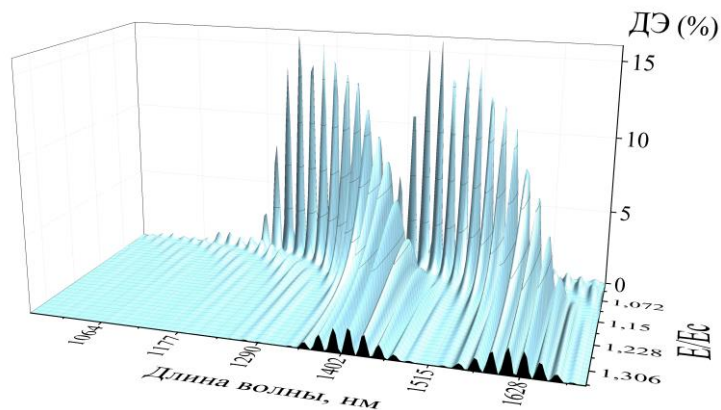


Рис. 1. Зависимость ДЭ от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с одинаковой полярностью

Как видно из рис. 1 и 2 при считывании световой волной с поляризацией, совпадающей с поляризацией собственных необыкновенных волн, и ростом значения прикладываемого внешнего электрического поля угловая селективность мультиплексированной МНГДС также имеет существенное смещение. При одинаковой

полярности прикладываемого электрического поля (рис. 1) происходит смещение угловой селективности в одну сторону с снижением общей ДЭ без трансформации и без увеличения полосы пропускания. При разной полярности, смещение угловой селективности происходит уже в обе стороны с последующей трансформацией до вида одиночной ГДС. При этом общая спектральная полоса пропускания может увеличиться в 2 раза по сравнению со стандартной мультиплексированной МНГДС.

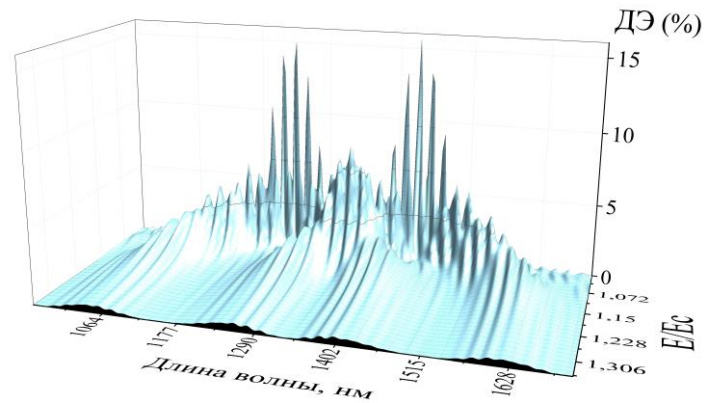


Рис. 2. Зависимость ДЭ от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с разной полярностью

На рис. 3 и 4 приведены зависимости дифракционной эффективности двухслойной ГДС от длины волны излучения и приложенного электрического поля на все слои с одинаковой (рис. 3) и разной полярностью (рис. 4) при считывании линейно поляризованной световой волной с азимутом поляризации 30 градусов.

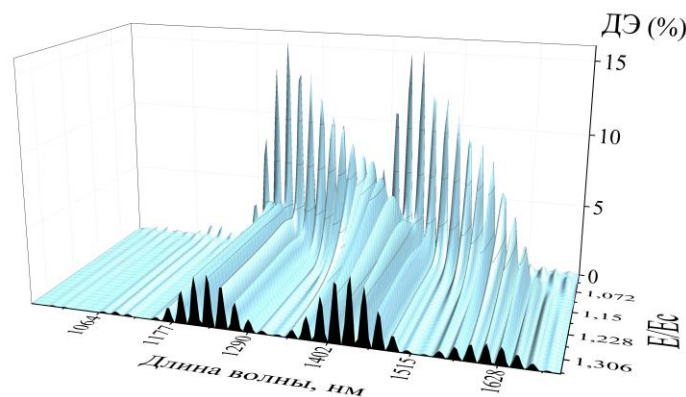


Рис. 3. Зависимость ДЭ от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с одинаковой полярностью

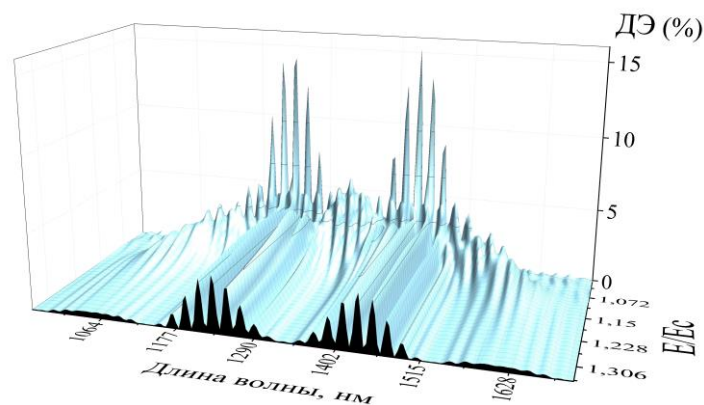


Рис. 4. Зависимость ДЭ от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с разной полярностью

Как видно из рис. 3 и 4 при считывании световой волной с поляризацией, частично отличающейся от поляризации собственных необыкновенных волн, происходит дифракция как на обыкновенных, так и на необыкновенных волнах. При дифракции на обыкновенных волнах угловая селективность не претерпевает никаких изменений с ростом прикладываемого внешнего электрического поля. Вместе с тем, при дифракции на необыкновенных волнах также присутствует как снижение ДЭ, так и смещение угловой селективности с ростом прикладываемого внешнего электрического поля. Для случая с одинаковой полярностью (рис. 3) сам вид угловой селективности не изменяется, и спектральная полоса пропускания может быть также увеличена до 2 раз без эффекта трансформации. Следовательно, при правильном подборе углов записи для дифракционных структур и угле поляризации считывающего излучения можно получить угловую селективность МНГДС, где разница значения ДЭ для локальных максимумов будет не ниже уровня минус 3 дБ. Данную особенность можно рассматривать в качестве инструмента по динамическому увеличению как числа спектральных каналов, так и выравниванию их уровня по интенсивности. В случае с разной полярностью (рис. 4) трансформация угловой селективности наблюдается лишь для необыкновенных волн, что приводит к увеличению спектральной полосы пропускания в 2 раза, но с частичной трансформацией селективного отклика.

Заключение. Таким образом, в данной работе представлено исследование дифракции света на электрически управляемых мультиплексированных многослойных неоднородных голографических дифракционных структурах, сформированных в фотополимерных композициях с высоким содержанием нематических жидких кристаллов. В ходе исследования было выявлено, что:

1) При считывании световой волной, поляризация которой совпадает с поляризацией собственных необыкновенных волн, и при одинаковой полярности прикладываемого внешнего электрического поля происходит снижение дифракционной эффективности с существенным смещением угловой селективности в одну сторону. А при разной полярности смещение угловой селективности происходит в обе стороны с последующей трансформацией, что приводит к увеличению спектральной полосы пропускания в 2 раза.

2) При считывании световой волной, имеющей поляризацию, отличающейся от поляризации собственных необыкновенных волн, происходит дифракция света как на обыкновенных, так и на необыкновенных волнах. Вследствие чего, полоса пропускания может быть увеличена до 2 раз. Вместе с тем, при одинаковой полярности трансформация угловой селективности не происходит, а при разной полярности трансформация происходит лишь для необыкновенных волн.

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

ЛИТЕРАТУРА

1. V.O. Dolgirev, S.N. Sharangovich // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 12–18.
2. R. Malallah et al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2019. V. 36. No. 3. P. 320–333.
3. E.F. Pen, M.Yu. Rodionov // Quantum Electron. 2010. V. 40. No. 10. p. 919–924.
4. X. Yan et al. // Appl. Phys. B. 2019. V. 125. Art. No. 67.
5. N.L. Kazanskiy et. al. // Quantum Electron. 2020. V. 50. No. 7. P. 629–635.
6. D. Pavlov // Opt. Lett. 2019. V. 44. No. 2. P. 283–286.
7. Довольнов Е.А., Шарангович С.Н. // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 105. №2. С. 336-345.

Уединенные электромагнитные волны в графеновых сверхрешетках со слабой неаддитивностью энергетического спектра

О.Ю. Бабина¹, С.Ю. Глазов^{1,2}, И.А. Подгорная^{1,2}, И.Н. Федулов³

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный медицинский университет

³ Югорский государственный университет

ser-glazov@yandex.ru

С использованием метода малого параметра найдена форма уединенной электромагнитной волны, распространяющейся в двумерной (2D) графеновой сверхрешетке (ГСР) со слабой неаддитивностью энергетического спектра.

В последнее время в связи с теоретическими и экспериментальными исследованиями 2D ГСР вызывает особый интерес возможность распространения в них уединенных электромагнитных волн [1-4].

В данной работе исследуется 2D ГСР со слабой неаддитивностью энергетического спектра, что позволяет при разложении спектра в ряд Фурье ограничиться первыми слагаемыми [2]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta \{ g_0 - g_1 [\cos(p_x d) + \cos(p_y d)] - g_2 \cos(p_x d) \cos(p_y d) \}, \quad (1)$$

где $\vec{p} = (p_x, p_y)$ – квазиимпульс электрона, d – период ГСР, здесь и далее $\hbar = 1$.

Важной особенностью распространения уединенных электромагнитных волн в сверхструктурах с неаддитивным спектром, в частности в ГСР, является взаимное влияние ортогональных компонент вектор-потенциала. В работе [2] получена система уравнений, описывающая компоненты вектор-потенциала распространяющейся уединенной электромагнитной волны

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial y^2} + \sin \varphi_x (1 + \beta \cos \varphi_y) = 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial y^2} + \sin \varphi_y (1 + \beta \cos \varphi_x) = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Параметр β характеризует степень взаимного влияния компонент вектор-потенциала, обусловленного неаддитивностью энергетического спектра ГСР. В случае, когда этот параметр мал, можно разложить по нему компоненты вектор-потенциала в ряды

$$\begin{aligned} \varphi_x &= \varphi_x^{(0)} + \beta \varphi_x^{(1)} + \beta^2 \varphi_x^{(2)} + \dots \\ \varphi_y &= \varphi_y^{(0)} + \beta \varphi_y^{(1)} + \beta^2 \varphi_y^{(2)} + \dots \end{aligned}$$

Подставляя эти разложения в систему (2) и удерживая члены порядка не выше второго, в нулевом, первом и втором порядке по β получим соответственно:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi_x^{(0)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x^{(0)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x^{(0)}}{\partial y^2} + \sin \varphi_x^{(0)} = 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi_y^{(0)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y^{(0)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y^{(0)}}{\partial y^2} + \sin \varphi_y^{(0)} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi_x^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x^{(1)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x^{(1)}}{\partial y^2} + \varphi_x^{(1)} \cos \varphi_x^{(0)} = -\sin \varphi_x^{(0)} \cos \varphi_y^{(0)} \\ \frac{\partial^2 \varphi_y^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y^{(1)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y^{(1)}}{\partial y^2} + \varphi_y^{(1)} \cos \varphi_y^{(0)} = -\cos \varphi_x^{(0)} \sin \varphi_y^{(0)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi_x^{(2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x^{(2)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_x^{(2)}}{\partial y^2} + \varphi_x^{(2)} \cos \varphi_x^{(0)} = -\varphi_x^{(1)} \cos \varphi_x^{(0)} \cos \varphi_y^{(0)} + \varphi_y^{(1)} \sin \varphi_x^{(0)} \sin \varphi_y^{(0)} + \frac{1}{2} (\varphi_x^{(1)})^2 \sin \varphi_x^{(0)} \\ \frac{\partial^2 \varphi_y^{(2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y^{(2)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi_y^{(2)}}{\partial y^2} + \varphi_y^{(2)} \cos \varphi_y^{(0)} = -\varphi_y^{(1)} \cos \varphi_y^{(0)} \cos \varphi_x^{(0)} + \varphi_x^{(1)} \sin \varphi_y^{(0)} \sin \varphi_x^{(0)} + \frac{1}{2} (\varphi_y^{(1)})^2 \sin \varphi_y^{(0)} \end{cases}$$

Как можно видеть, в нулевом порядке получаются хорошо известные двумерные уравнения синус-Гордона, а в первом и во втором порядке – квазилинейные уравнения, коэффициенты которых предполагаются непрерывными дифференцируемыми функциями. Особенностью полученных уравнений является то, что для нахождения последующих приближений требуется знание предыдущих. Другая особенность – одинаковая структура уравнений (уравнения для первой и второй поправки различаются лишь видом правой части), что позволяет в дальнейшем использовать одни и те же методы решения.

Изучено распространение уединенной электромагнитной волны под произвольными углами к кристаллографическим осям ГСР. В работе [2] рассмотрены частные случаи распространения уединенных волн: вдоль осей ГСР и под углом 45° к ним. Это позволяет сравнить полученные нами результаты с уже известными.

Численно исследована эволюция уединенной волны с начальным условием, соответствующим известному решению типа бегущей волны с постоянной скоростью u

$$\varphi_r(t, r) = 4 \operatorname{arctg} \left[\exp \left(\frac{r - r_0 + tu/V}{\sqrt{1 - (u/V)^2}} \right) \right]. \quad (3)$$

При распространении уединенной волны образуется «хвост» (малоамплитудные высокочастотные осцилляции). Выполнено сравнение эволюции уединенной волны, заданной начальным условием (3) с волной, в начальном условии для которой учитывается взаимное влияние ортогональных компонент вектор-потенциала. Данный подход с использованием метода малого параметра позволяет получить решение, стабильность которого на заданном времени определяется количеством явно учтенных членов разложения.

Исследование выполнено по проекту «Распространение и взаимодействие уединенных волн в наноструктурах на основе дираковских материалов», который реализуется при финансовой поддержке Министерства просвещения РФ в рамках государственного задания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.С. Ионкина, С.В. Крючков, К.А. Попов // Евразийский союз ученых. 2016. № 4-5(25). С. 11.
2. С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С.128.
3. S.Yu. Glazov, G.A. Syrodoyev // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 1740. № 1. 012062.
4. О.Ю. Бабина, С.Ю. Глазов, И.Н. Федулов // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С.30.