

XII Международная конференция

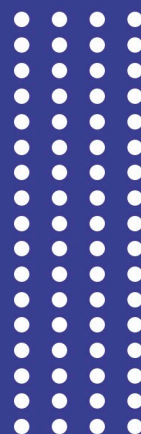


ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ ФПО-2020

СБОРНИК ТРУДОВ



Санкт-Петербург
19-23 октября 2020



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**СБОРНИК ТРУДОВ
XII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ – 2020»**

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
19-23 октября 2020 год



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург
2020

ББК 22.34. Оптика

УДК 535

Сборник трудов XII Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2020». Санкт-Петербург. 19-23 октября 2020 г. / Под ред. проф. С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2020. – 418 с.: с ил.

ISBN 978-5-7577-0634-4

ББК 22.34. Оптика

Рецензенты:

Арпишкин В.М., к.т.н., исполнительный директор Оптического общества им. Д.С.Рожественского

Забелина И.А., к.т.н., с.н.с., ученый секретарь Оптического общества им. Д.С.Рожественского

В сборник вошли труды XII Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2020», прошедшей 19-23 октября 2020 года. Сборник подготовлен при поддержке ООО «Кванттелеком».



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2020

© Авторы, 2020

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СПИНОВЫХ ШУМОВ

Запасский В.С.

Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Под спектром линейной восприимчивости среды обычно понимают частотную зависимость ее отклика на приложенное возмущение. Такой подход исповедует, в частности, и стандартная спектроскопия магнитного резонанса (ЭПР), нацеленная на измерение спектра магнитной восприимчивости среды, помещенной в магнитное поле. Вместе с тем, согласно флуктуационно-диссипативной теореме, спектр отклика наблюдаемой на внешнее возмущение тесно связан со спектром ее спонтанных флуктуаций в условиях термодинамического равновесия. Применительно к ЭПР спектроскопии это означает, что спектр магнитного резонанса должен обнаруживаться в спектре шумов намагниченности среды. Идея такого подхода к спектроскопии магнитного резонанса была впервые высказана Ф. Блохом в 1946 году [1] и была реализована экспериментально в 1981 году [2] на примере атомной системы с использованием лазерно-поляриметрической техники детектирования намагниченности. В последние 15 лет, новый подход, получивший название спектроскопии спиновых шумов, нашел широкое применение в исследованиях спиновой динамики атомных и полупроводниковых сред [3, 4], а недавно был успешно применен для детектирования магнитного резонанса в диэлектрических кристаллах с примесными парамагнитными ионами. Одной из важных особенностей спектроскопии спиновых шумов, не подразумевающей наблюдение спиновой прецессии системы без воздействия на нее резонансного ВЧ поля, является невозмущающий характер измерительной процедуры – зондирования среды пробным лазерным лучом в области ее прозрачности. Кроме того, спектроскопия спиновых шумов обнаруживает ряд любопытных возможностей, доступных обычно лишь методам нелинейной оптики [5]. В докладе пойдет речь об этих особенностях лазерной спектроскопии спиновых шумов и ее последних достижениях.

1. F. Bloch, *Nuclear induction*, Phys.Rev., **70**, 460-474 (1946).
2. Е.Б. Александров, В.С. Запасский, ЖЭТФ, 132-138 (1981).
3. G.M. Nuller, M.Oestreich, M.Romer, and J. Hubner, *Physica E*, **43**, 568-587 (2010).
4. V.S. Zapasskii, *Adv. Opt. Photon.*, 5, 131-168 (2013).
5. М.М. Glazov and V.S. Zapasskii, *Optics Express*, 23, 11713 (2015).

ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ И СВОЙСТВ СРЕДЫ НА УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТГц ВОЛН ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

Пономарева Е.А., Исмагилов А.О., Путилин С.Э.,

Цыпкин А.Н., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально и методами численного моделирования исследуются особенности зависимостей энергии ТГц излучения от длительности импульса накачки в случае одноимпульсного и двухимпульсного возбуждения различных жидкостей. Демонстрируется возможность достижения эффективности оптико-терагерцового преобразования до 0,2% при оптимальных условиях.

Разработка высокоэффективного и экономичного источника терагерцового (ТГц) излучения является важной проблемой терагерцовой науки последних десятилетий. Одним из наиболее перспективных методов является метод, основанный на взаимодействии мощных лазерных импульсов с веществом с последующим плазмообразованием. Дальнейшему развитию плазменных ТГц источников может способствовать поиск оптимальной среды генерации, параметров лазерного импульса накачки и модификация экспериментальной схемы. В частности, использование жидких сред для поставленной цели выглядит многообещающим. Нелинейные эффекты в жидкостях выражены сильнее, чем в газах при одинаковой мощности накачки. Более того, процесс ионизации более эффективен за счет молекулярной плотности большей на три порядка. Исследования с жидкостями при разных конфигурациях экспериментальной схемы уже продемонстрировали успешные результаты по эффективности оптико-терагерцового преобразования, сопоставимой с эффективностью при двухцветной филаментации в воздухе [1-3]. Тем не менее, этого недостаточно для практических применений. Таким образом, поиск новых эффективных методов усиления генерации ТГц излучения является важной задачей. В настоящей работе мы модифицируем экспериментальную схему двухимпульсного возбуждения за счет введения интерферометра Маха-Цендера для исследования влияния предварительно наведенной плазмы на увеличение энергии ТГц излучения в плоских струях жидкости.

Используется Ti-Sa фемтосекундный лазер на центральной длине волны 800 нм и частотой повторения импульсов 1 кГц. Пучок делится с помощью светоделителя на опорный и сигнальный импульсы. Для исследования влияния различных длительностей этих импульсов используется интерферометр Маха-Цендера. Изменение длительности производится с помощью дисперсионной среды разной толщины от 2 до 10 см (плавленый кварц). Энергия опорных и сигнальных импульсы составляет 0,45 мДж, а их длительность варьируется от 60 до 350 фс. Временная задержка между импульсами может быть изменена в одном из плеч интерферометра от 0 до 30 пс. Последовательность из двух коллинеарных импульсов падает на параболическое зеркало с фокусным расстоянием 5 см и фокусируется на струю жидкости под оптимальным углом [4]. Регистрация ТГц волн происходит с помощью стандартной электрооптической схемы, позволяющей детектировать спектр в диапазоне до 3 ТГц.

Для обоснования экспериментальных данных мы используем численное моделирование на основе теоретической модели взаимодействия сильного поля субпикосекундного импульса с диэлектриком, учитывающей керровскую нелинейность третьего порядка и плазменную нелинейность [3]. Входное поле задается в виде двух частотно-модулированных гауссовых импульсов с параметрами, аналогичным экспериментальным.

Так, на рисунке продемонстрированы экспериментальные и теоретические результаты исследования энергии ТГц излучения при изменении длительностей опорного и сигнального импульсов от 60 до 250 фс при временной задержке в 2 пс. Можно заметить, что в сравнении с максимумом в 200 фс, полученным для случая одноимпульсного возбуждения, использование двухимпульсной схемы приводит к сдвигу этой величины в сторону 100-150 фс. Более того, в этом случае наблюдается двадцатикратное увеличение оптико-терагерцового преобразования.

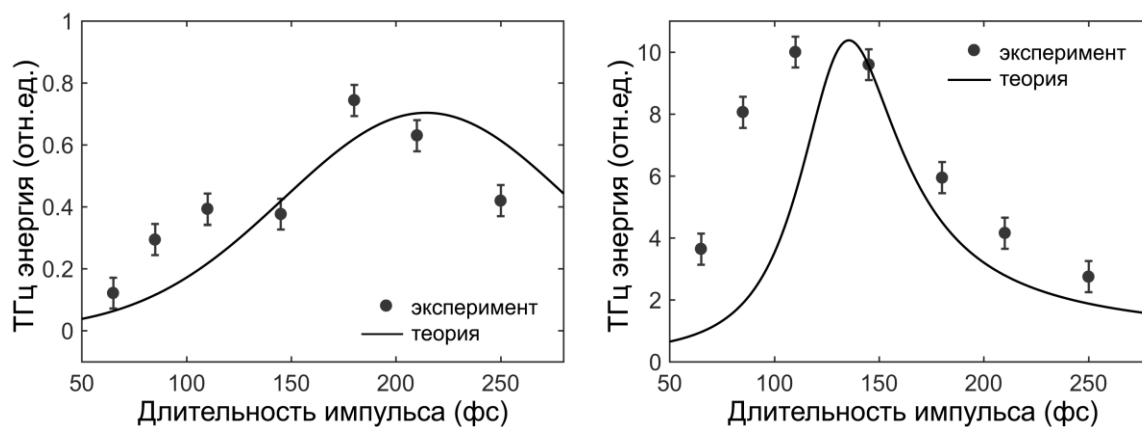


Рисунок. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) зависимости энергии ТГц излучения от длительности импульса накачки в случае одноимпульсного (а) и двухимпульсного (б) возбуждения жидкости

В данной работе экспериментальные результаты и их апробация с помощью численного моделирования выявляют преимущество опорных импульсов большей длительности для эффективной ионизации и «коротких» сигналов для возбуждения более мощных фототоков. При найденных оптимальных условиях возможно достижение эффективности оптико-терагерцового преобразования до 0,2%.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ №19-12-00097.

1. A.V. Balakin, J.-L. Coutaz, V. A. Makarov, I. A. Kotelnikov, Y. Peng, P. M. Solyankin, Y. Zhu, and A. P. Shkurinov. *Photon. Res.*, **7**, 678–686 (2019).
2. Q. Jin, Y. E., S. Gao, and X.-C. Zhang, *Adv. Photonics*, **2**, 1 – 6 (2020).
3. A. Тсупкин, E. Ponomareva, S. Putilin, S. Smirnov, S. Shtumpf, M. Melnik, Y. E, S. Kozlov, and X.-C. Zhang. *Opt. Express*, **27**, 15485–15494, (2019)
4. Y. E, Q. Jin, A. Тсупкин, and X.-C. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 181103, (2018).

ЗАВИСИМОСТЬ ИСКАЖЕНИЙ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С СОХРАНЕНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОТ УСЛОВИЙ ВВОДА

Бурдин В.А. *, Бурдин А.В. **,**

*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
Самара, Россия

**АО "НПО ГОИ им. С.И. Вавилова", Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты моделирования импульсных откликов на выходе одномодового оптического волокна с сохранением поляризации в зависимости от условий ввода оптического фемтосекундного импульса большой мощности. Рассмотрено влияние условий ввода на степень искажения импульсных откликов на выходе.

В данной работе рассматривается влияние условий ввода мощных фемтосекундных импульсов в одномодовое оптическое волокно с сохранением поляризации на искажения откликов на эти импульсы на выходе волокна. Выполнено моделирование распространения ультракоротких импульсов большой мощности в двулучепреломляющем одномодовом оптическом волокне в зависимости от соотношения между мощностями мод ортогональной поляризации на входе. Процесс распространения мощных ультракоротких импульсов в двулучепреломляющем оптическом волокне описывали системой двух связанных нелинейных уравнений Шредингера, включающей дополнительные члены для учета дисперсии высшего порядка и рассеяния Рамана. Для решения данной системы уравнений использовали оригинальный алгоритм реализации метода расщепления по физическим процессам. Предварительно, для отдельного примера результаты моделирования сопоставлялись с данными эксперимента. Достаточно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных позволило подтвердить, во-первых, возможность применения используемых модели и алгоритма для моделирования и, во-вторых, влияние условий ввода на искажения оптического импульса в двулучепреломляющем волокне. Затем моделировали импульсные отклики на выходе оптического волокна в зависимости от распределения оптической мощности между взаимно-ортогональными модами на входе. В качестве примера на рисунке представлены импульсные отклики на выходе двулучепреломляющего одномодового оптического волокна длиной 10,0 мм на воздействие оптического импульса с пиковой мощностью 175,0 кВт и длительностью 12 фс в зависимости от доли мощности одной из двух возбуждаемых на входе ортогонально-поляризованных мод, выраженной в процентах.

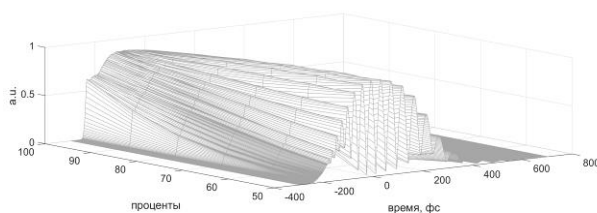


Рисунок. Импульсные отклики на выходе оптического волокна

Результаты моделирования подтвердили, что наименьшие искажения мощных ультракоротких оптических импульсов при распространении в двулучепреломляющем волокне имеют место при возбуждении только одной моды. При этом, даже небольшое перераспределение мощности между модами на входе приводит к существенным искажениям формы импульсов на выходе.

РЕШЕНИЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ ИЗ КЛАССА БЕЙТМЕНА-ИЛЬОНА С ФОРМОЙ ВОЛНЫ ПЕРЕЛЬ-КИСЕЛЕВА, ИМЕЮЩИЕ ХАРАКТЕР ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Бучина Д.А., Плаченев А.Б.

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

Установлено, что относительно неискажающиеся решения волнового уравнения бейтментовского типа с формой волны Перель-Киселева описывают не только волновые пакеты с высокочастотным заполнением, но и короткие импульсы, имеющие характер модулированной плоской или сферической волны.

Среди известных на сегодняшний день явных аналитических решений волнового уравнения в трёхмерном пространстве

$$u_{tt} = c^2 \Delta u, \quad (1)$$

где c – скорость распространения волн, а Δ – трёхмерный оператор Лапласа, видное место занимает класс относительно неискажающихся решений Бейтмена-Ильона [1, 2]. Решения этого класса имеют вид

$$u(x, y, z) = g(x, y, z)f(\theta), \quad (2)$$

где

$$g = \frac{c}{\beta - ib}, \quad \theta = \alpha + \frac{\rho^2}{\beta - ib}, \quad \alpha = z - ct, \quad \beta = z + ct, \quad \rho^2 = x^2 + y^2, \quad (3)$$

C – произвольная комплексная постоянная, а $b > 0$ – параметр, имеющий размерность длины. Функция g называется амплитудой, θ фазой, а f (форма волны) – произвольная функция своего аргумента, аналитическая в верхней полуплоскости. Функция (2) комплексна, при этом как вещественная, так и мнимая её части, разумеется, также удовлетворяют уравнению (1). К классу Бейтмена-Ильона принадлежат, в частности, такие известные решения как движущиеся гауссовы пучки (focus wave modes) [3, 4] с формой волны $f(\theta) = \exp(ik\theta)$ (k – вещественная постоянная), а также сплэш-моды [5] с формой волны $f(\theta) = (\theta + ib)^{-1}$ ($b > 0$). Ещё одним решением из рассматриваемого класса, предложенным в работе [6], является решение вида (2), (3) с формой волны, допускающей представление в виде

$$f(\theta) = \exp\left(a - \sqrt{a^2 - i\theta/B}\right), \quad (4)$$

где $a > 0$ – безразмерный параметр, а $B > 0$ – параметр, имеющий размерность длины. Функция (4) (форма волны Перель-Киселева) равна единице при $\theta = 0$, т.е. в движущейся точке с координатами $z = ct$, $x = y = 0$, а при удалении от неё как в продольном (вдоль оптической оси), так и в поперечном направлении экспоненциально убывает по модулю. В предельном случае $a = 0$ функция (4) теряет гладкость в точке максимума модуля при $\theta = 0$. Тем не менее, и в этом случае функция (2), (3), (4) остаётся обобщённым решением уравнения (1).

В работе [6] решение Бейтмена с формой волны (4) использовалось для описания высокочастотных осесимметрических волновых пакетов с экспоненциально убывающей огибающей. В то же время при некоторых значениях параметров эта функция демонстрирует совершенно иной характер поведения и имеет вид не волновых пакетов, а коротких импульсов различной пространственно-временной локализации. Мы считаем, что функция (2)-(4) описывает импульс, если изменение мнимой части показателя экспоненты (4) в области локализации не превосходит 2π , в противном случае мы имеем дело с волновым пакетом. При этом границей области локализации мы считаем поверхность, на которой модуль функции (4) в e раз меньше, чем в точке максимума, т.е. вещественная часть показателя экспоненты равна -1 . Оказывается, что согласно этим критериям рассматриваемое решение имеет характер импульса при $a \leq (\pi^2 - 1)/2$. В момент времени $t = 0$ решение локализовано в области

$$\frac{z^2}{\sigma_{\parallel}^2} \left(1 + \frac{\rho^2}{b^2 + z^2}\right)^2 + \frac{\rho^2}{\sigma_{\perp}^2} \frac{b^2}{b^2 + z^2} \leq 1, \quad (5)$$

где

$$\sigma_{\parallel} = 2B(1+a)\sqrt{1+2a}, \quad \sigma_{\perp} = \sqrt{bB(1+2a)}, \quad (6)$$

суть продольная и поперечная полуширина области локализации при $t=0$. Если значения (6) малы по сравнению с величиной b , то форма области (5) близка к эллипсоиду вращения (сфероиду). При больших положительных временах решение сосредоточено в окрестности части расширяющейся сферы радиуса ct , находящейся внутри конуса, у которого угол между образующей и положительным направлением оси z составляет $2\arctg(\sigma_{\perp}/b)$. При этом максимальная продольная толщина области остаётся неизменной и составляет $2\sigma_{\parallel}$. Уравнение границы области (5) при больших значениях t в главном приближении имеет вид

$$\frac{s^2}{\cos^2(\chi/2)\sigma_{\parallel}^2} + \frac{tg^2(\chi/2)b^2}{\sigma_{\perp}^2} = 1,$$

где $s=R-ct$, а χ – угол между положительным направлением оси z и направлением на точку наблюдения. При больших отрицательных временах решение сосредоточено в окрестности части сужающейся сферы радиуса $c|t|$, расположенной внутри такого же конуса, но окружающего отрицательную полуось z .

Для того, чтобы угол раствора конуса был мал, необходимо выполнение условия $B \ll b$, в этом случае будут выполнены также условия

$$\sigma_{\parallel} \ll \sigma_{\perp} \ll b.$$

Такого рода решение представляет собой модулированную плоскую волну, сосредоточенную в узком слое, расположенном поперёк направления распространения.

Иная ситуация возникает в случае, когда B близко к b или даже его превышает. В этом случае угол $2\arctg(\sigma_{\perp}/b)$ может превысить $\pi/2$, и тогда область локализации решения при больших временах – окрестность расширяющейся сферы, из которой вырезан фрагмент, примыкающий к отрицательному направлению оси z . Это значит, что рассматриваемое решение уже напоминает не плоскую, а сферическую уходящую волну. Соответственно, при больших отрицательных значениях времени мы получаем уже приходящую сферическую волну, которая при $t=0$ фокусируется в области (5), а затем разлетается во все стороны, за исключением некоторого сектора.

Несколько слов о влиянии на решение (2) первого множителя – амплитуды g (3). Она представляет собой плоскую волну, бегущую в направлении, противоположном направлению оси z . Характерные расстояния, на которых эта функция заметно изменяется, имеют порядок b , и в случае коротких импульсов, для которых $\sigma_{\perp} \ll b$, такая функция почти постоянна на области локализации второго сомножителя. Амплитудный множитель обеспечивает убывание функции при удалении от точки фокуса, где совпадают максимумы модуля обоих сомножителей. Ещё один существенный эффект – дополнительный фазовый сдвиг решения за счёт изменения аргумента амплитуды на π , что оказывается существенным при рассмотрении вещественной или мнимой части произведения (2).

1. H. Bateman, *The Mathematical Analysis of Electrical and Optical Wave-Motion*, Cambridge University Press, Cambridge, (1915).
2. P. Hillion, *J. Math. Phys.*, **33**, 2749, (1992).
3. J.N. Brittingham, *J. Appl. Phys.*, **54**, 1179, (1983).
4. A.P. Kiselev, *Radiophys. Quantum Electron.*, **26**, 775, (1983).
5. R.W. Ziolkovski, *Phys. Rev. A*, **39**, 2005, (1989).
6. A.P. Kiselev, M.V. Perel, *J. Math. Phys.*, **41**, 1934, (2000).

КОРОТКОВОЛНОВАЯ ОТСЕЧКА СПЕКТРА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ

Гейнц И.Ю., Залозная Е.Д., Компанец В.О.*, Дормидонов А.Е.*,
Чекалин С.В.*, Кандидов В.П.

Физический факультет Московского государственного университета
имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия

Исследовано формирование антистоксова крыла и установление коротковолновой отсечки в спектре импульса ИК-диапазона при его распространении в прозрачном диэлектрике. Показано, что коротковолновая отсечка смещается в область меньших длин волн с увеличением длины взаимодействия импульса со средой.

В результате пространственно-временной компрессии фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости образуется экстремально сжатый высокоинтенсивный волновой пакет — световая пуля [1]. Формирование световой пули сопровождается генерацией когерентного широкополосного излучения суперконтинуума, спектр которого простирается от ближнего ультрафиолетового диапазона до области среднего ИК-излучения [2]. В антистоксовой области спектра световой пули формируется узкое крыло, обособленное от центральной области широким спектральным минимумом, появление которого является результатом деструктивной интерференции широкополосного излучения суперконтинуума [3]. Генерация суперконтинуума световой пулей является эффективным методом получения когерентного широкополосного излучения, которое имеет множество различных возможных применений в современной оптике сверхкоротких импульсов. В связи с этим, изучение особенностей процесса формирования спектра суперконтинуума представляет большой интерес.

Целью данной работы являлось численное и экспериментальное исследование процесса формирования антистоксова крыла и изменения положения коротковолновой отсечки в спектре световой пули при её формировании и распространении в прозрачном диэлектрике.

В лабораторном эксперименте по исследованию спектра световой пули использовался источник фемтосекундного лазерного излучения на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro. Излучение с близким к гауссову профилем интенсивности фокусировалось линзой в клиновидные образцы прозрачного диэлектрика. При проведении измерений образцы перемещались в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения, что позволяло изменять длину нелинейно-оптического взаимодействия с диэлектриком при неизменных параметрах излучения.

Для численного моделирования филаментации импульса и формирования световых пуль применялась модификация метода медленно меняющихся амплитуд — приближение медленно меняющейся волны [4], позволяющее рассматривать распространение в среде с кубической нелинейностью сверхкоротких импульсов с длительностью вплоть до одного периода колебаний светового поля. Используемая математическая модель описывает дифракцию и дисперсию излучения, его затухание, трансформацию спектра, влияние керровской нелинейности на параметры среды, а также генерацию и динамику лазерной плазмы.

Сравнение результатов численного моделирования и результатов лабораторного эксперимента, направленного на исследование трансформации спектра фемтосекундного импульса при филаментации в плавленом кварце показано на Рис. 1. Рассматривалось излучение длительностью 70 фс (FWHM) на длине волны 1900 нм, что соответствует области аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце. Радиус пучка на входе в образец был равен 40 мкм, в эксперименте это достигалось использованием линзы с фокусным расстоянием 15 см. При изменении длины взаимодействия излучения с образцом из плавленого кварца (это расстояние обозначено на Рис. 1 буквой z) наблюдался сдвиг коротковолновой

отсечки спектра в область меньших длин волн, а также формирование изолированного крыла в антистоксовой области спектра, непосредственно связанное с образованием световой пули. Длина волны коротковолновой отсечки в спектре импульса определялась по уровню 0,1 от максимальной интенсивности в видимой области спектра, отмеченному на рис. 1 горизонтальной линией.

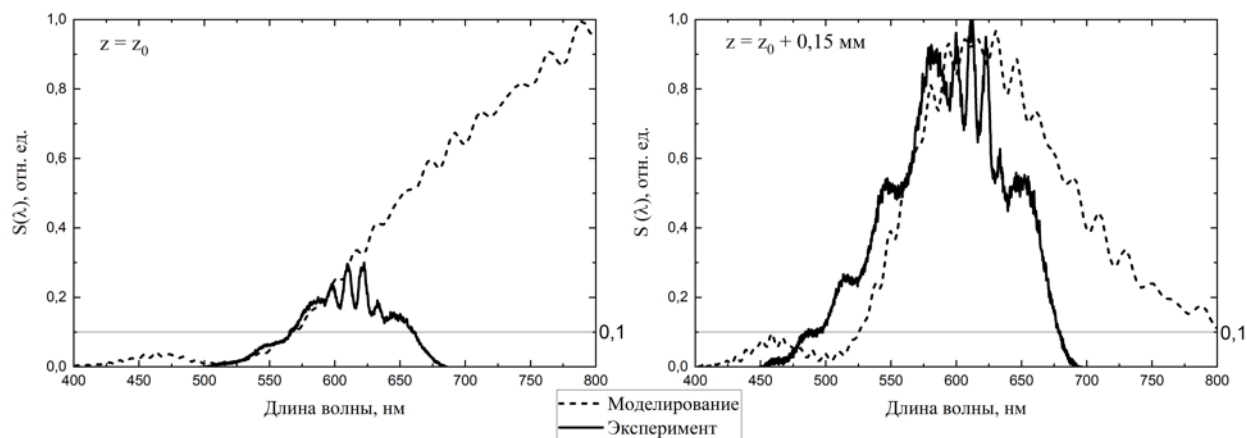


Рис. 1. Изменения в видимой части спектра суперконтинуума световой пули при увеличении длины взаимодействия импульса со средой

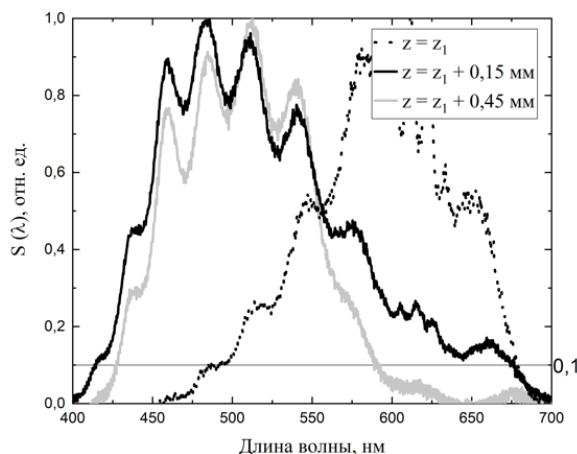


Рис. 2. Экспериментально полученные спектры антистоксова крыла суперконтинуума на ряде характерных расстояний, пройденных импульсом в образце

На рис. 2 представлена последовательность экспериментально зарегистрированных спектров антистоксова крыла суперконтинуума световой пули, записанных при различных значениях длины взаимодействия излучения с образцом, изготовленным из плавленого кварца. Согласно полученным результатам, коротковолновая отсечка смещалась в область меньших длин волн, пока увеличивающееся расстояние нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой оставалась меньше длины формирования световой пули. При увеличении длины взаимодействия, уже превышающей длину формирования световой пули, положение коротковолновой отсечки не изменялось.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект № 18-12-00422). Залозная Е.Д. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за финансовую поддержку исследований.

1. С.В. Чекалин, В.О. Компанец, Е.О. Сметанина, В.П. Кандидов, *Квант. электр.*, **43**, №4, 326-331, (2013).
2. A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, A. Couairon, *Lith. J. Phys.*, **57**, №3, 113-157, (2017).
3. Е.О. Smetanina, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov, *Opt. Lett.*, **38**, №1, 16-18, (2013).
4. T. Brabec, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, №17, 3282-3285, (1997).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ В ПЛОСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУРАХ

Моисеева Н.М, Мельник Я.В.

Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

Рассматривается наклонное падение световых пучков на плоский неоднородный анизотропный слой метаматериала. Поперечное распределения полей в пучке на границе раздела сред при помощи преобразования Фурье представлено в виде набора плоских волн. Получены решения для волн в виде матрицы 4×4 , позволяющие рассчитать матрицы отражения и прохождения, а также распределения полей в прошедшем и отражённом пучках.

В настоящее время растёт интерес к цилиндрическим векторным вихревым пучкам [1]. Это вызвано интенсивным развитием высокотехнологичных приложений: оптической манипуляции, для захвата и перемещения объектов размером от десятков нанометров до десятков микрометров [2], оптических биосенсоров [3], оптической обработки информации на основе передачи пучком оптического орбитального момента [4]. Цилиндрические векторные пучки используются при получении киральных микро- структур, в лазерных технологиях производства наноматериалов [5], оптических ответвителей [6]. Учёт оптического углового момента пучка находит применение в астрономии для преодоления критерия Рэлея, разделения изображений звёзд в космических экспериментах [7]. Световые пучки способны вращать микроскопические объекты, вызывать сдвиги частоты вращения, на их основе создаются новые формы систем визуализации [8]. Для управления пучками применяются принципиально новые дифракционно-оптические элементы, метаматериалы и метаповерхности. Математическому моделированию распространения пучков в анизотропных средах посвящены работы российских учёных [9], [10], [11]. В настоящей работе представлен матричный метод 4×4 , предназначенный для расчёта распространения пучков в планарных слоисто-неоднородных анизотропных средах.

Представлена математическая модель процесса распространения пучка света в анизотропном слое. Рассматривается случай наклонного падения пучка света на планарную анизотропную слоисто-неоднородную мета- структуру. Падение пучка представлено на рисунке. Распределение полей в пучке имеет вид функции:

$$\vec{E}(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \exp(ikz + f(z, y, z)) \begin{pmatrix} \rho_x \\ \rho_y \end{pmatrix}. \quad (1)$$

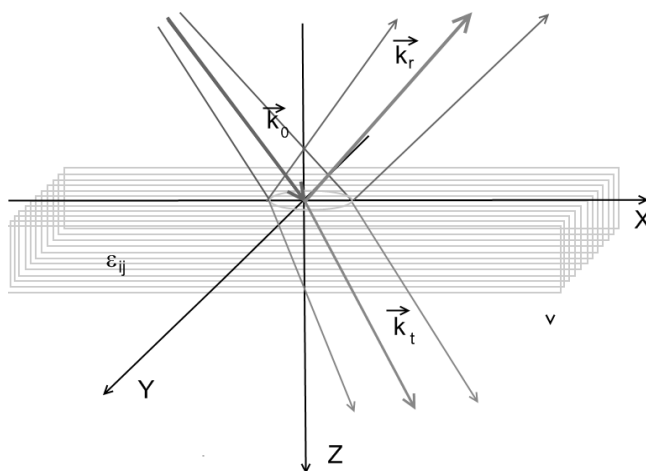


Рисунок. Наклонное падение пучка на неоднородный анизотропный слой

Поперечная структура пучка, благодаря преобразованиям Фурье, представляется в виде суперпозиции множества плоских волн, для каждой из которых получено матричное решение для расчета проекций полей электромагнитной волны, матрицы отражения и прохождения света.

Волновой вектор каждой из плоских волн имеет вид $\vec{k} = \{\alpha k_0, \beta k_0, k_z\}$. Параметры α и β определяются по его проекциям на оси OX и OY . При помощи полученных матриц \mathbf{R} и \mathbf{T} рассчитываются проекции отражённой и прошедшей волн. Распределение вектора напряжённости электрического поля рассчитывается с помощью обратного преобразования Фурье.

Представленная в работе модель применима для элементной базы дифракционной оптики, зеркал со специальным покрытием, дизайна мета-поверхностей, пространственного мультиплексирования мод оптического волокна, фокусировки пучков. Разработана программа для расчета матриц отражения и прохождения света в неоднородном анизотропном слое, при изменении угла падения и ориентации оптической оси, а также расчёта распределения проекций вектора \vec{E} в отражённом и прошедшем пучках.

1. Q. Zhan, *Advances in Optics and Photonics*, **1**, 1-57, (2009).
2. D.G. Grier, *Nature*, **424**, 810–816, (2003).
3. S.N. Khonina *Appl. Phys. B*, **125P**. 100, (2019).
4. G. Ruffato, M. Massari, F. *Light: Science & Applications*, **8**, 113, (2019).
5. V.V. Podlipnov, S.V. Karpeev, V.D. Paranin, *Computer Optics*, **43**, 577-585, (2019).
6. S. Syubaev, A. Zhizhchenko, A. Kuchmizhak, A. Porfirev, E. Pustovalov, O. Vitrik, Y. Kulchin, S. Khonina, S. Kudryashov, *Opt. Express*, **25**, pp. 10214-10223, (2017).
7. V.D. Paranin, S.V. Karpeev, A.P. Krasnov, *Computer Optics*, **39**, pp. 644-653, (2015).
8. F. Tamburini, G. Anzolin, G. Umbriaco, A. Bianchini, C. Barbieri, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 163903, (2006).
9. A.M. Yao, M.J. Padgett, *Adv. Opt. Photon.*, **3**, 161-204, (2011).
10. S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov, V.A. Soifer, *Journal of Optics*, **17**, P. 065001, (2015).
11. S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy, S.I. Kharitonov, *Izv. SNC RAS*, **14**, 18-27 (2012).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА Z-СКАНИРОВАНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИБЛИЖЕННОГО РЕШЕНИЯ МОДИФИЦИРОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ ПОЛЯ

Воронцова И.О., Мельник М.В., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Предложена модификация метода Z-сканирования для измерения нелинейного показателя преломления в терагерцовой области спектра. Проведена численная апробация модифицированного метода Z-сканирования для кристалла ZnSe в ТГц диапазоне частот. Выполнено сравнение полученных результатов с результатами стандартного метода Z-сканирования и показано превосходство предложенного метода.

Изначально созданный для случая квазимонохроматического излучения, стандартный метод z-сканирования также широко используется для работы с фемтосекундными импульсами, отличающимися малой длительностью и сверхшироким спектром [1]. Однако, как показано в работе [2], допущения метода z-сканирования приводят к значительному снижению точности получаемых с его помощью результатов в случае ТГц излучения, обладающего предельными значениями названных выше параметров. Это обуславливает необходимость создания новой математической модели метода z-сканирования для корректного учета особенностей малопериодных импульсов. Приближенное решение модифицированного уравнения Кортевега-де-Вриза [3], проведенное методом малых возмущений для случая малопериодных ТГц импульсов, обеспечивает более высокую точность получаемых результатов (рисунок).

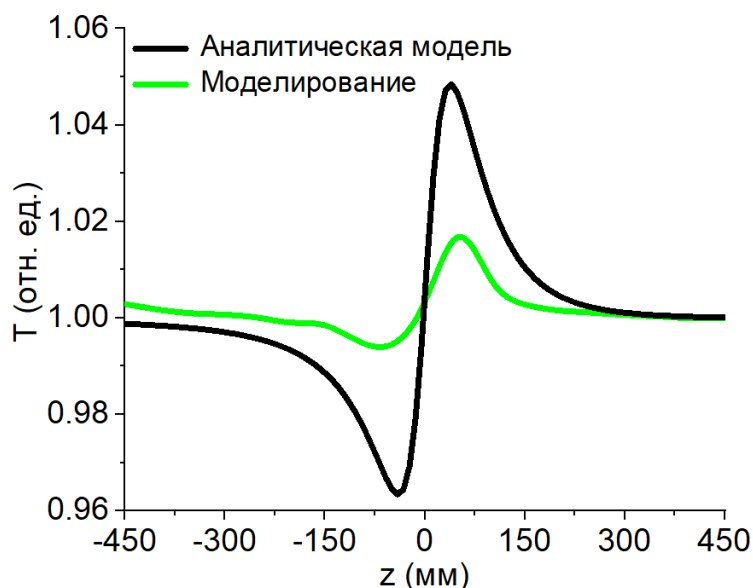


Рисунок. Сравнение кривой, полученной в результате численного моделирования метода z-сканирования, с соответствующей аналитической моделью для случая импульса длительностью $\tau = 0,3$ пс при $\lambda = 0,3$ мм, $L_{cr} = 0,3$ мм, $I_0 = 8 \cdot 10^{11}$ Вт/см²

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00154.

1. M. Sheik-Bahae, et al., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **26**, 760 (1990).
2. M.V. Melnik et al., *Scientific Reports*, **9**, 9146 (2019).
3. S.A. Kozlov, V.V. Samartsev, *Fundamentals of femtosecond optics* (2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ОСЕВОЙ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ НАКАЧКА-ЗОНДИРОВАНИЕ

Белашов А.В.^{1,2}, Шевкунов И.А.³, Налегает С.С.¹, Путилин С.Э.¹,
Лин Й-Ч.⁴, Чжен Ч-Ж.⁴, Петров Н.В.¹

¹Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

³Университет Тампере, Тампере, Финляндия

⁴Тайваньский государственный педагогический университет,
Тайбэй, Тайвань

Оптика фемто- и аттосекундных импульсов, фемтотехнологии, стендовый

Метод осевой цифровой голографии с разрешением во времени позволяет детектировать наведенную высокоинтенсивным пучком накачки вырожденную неколлинеарную фазовую модуляцию с высокой точностью. Работа посвящена дальнейшему развитию возможностей данной техники для определения локальных флуктуаций оптических нелинейных свойств исследуемого объекта. Рассматривается задача определения концентраций в результате анализа особенностей углового спектра дифракционных паттернов, зависящих от пространственного распределения фазового набега зондирующего импульса, приобретенного в результате вырожденной неколлинеарной фазовой модуляции фемтосекундных лазерных импульсов.

Разработке точных и высокочувствительных техник исследования оптических нелинейных свойств в настоящее время уделяется много внимания. Связано это с тем, что большинство существующих техник эффективно работают лишь с высокими мощностями оптического излучения, и зачастую обеспечивают результат с точностью до порядка величины. В то же время, данные методы востребованы при разработке перспективных оптических материалов с наперед заданными свойствами, новых оптоэлектронных устройств

Одним из перспективных подходов для измерения нелинейного коэффициента показателя преломления и времени релаксации нелинейного отклика среды является метод осевой цифровой голографии с временным разрешением [1]. Его преимуществами являются: (i) использование коллимированного пучка накачки, что обеспечивает большую стабильность при проведении измерений [2], (ii) более высокая чувствительность, необходимая для работы с более слабыми нелинейными сигналами, образующимися под действием такого пучка, и как следствие — (iii) более мягкое оптическое воздействие на исследуемый образец. Ранее, в работе [1] были показаны возможности измерения нелинейного коэффициента показателя преломления, усредненного по облучаемому объему исследуемого образца. Данная работа посвящена дальнейшему раскрытию возможностей осевой цифровой голографии с разрешением во времени статистического измерения доли локальных флуктуаций оптических нелинейных свойств зондируемого объекта.

На рисунке 1 (а) показана схема экспериментальной установки с двумя каналами детектирования дифракционных паттернов (КМОП2 и КМОП1): в ближней и дальней зонах дифракции Френеля, соответственно. Излучение от Ti:Sa высокоэнергетической лазерной системы с помощью делителя светоделителя BS делится на пучка, несущих высокоэнергетический импульс накачки (выводится на линию задержки с зеркалами M7 и M8) и пробный (проходит через зеркала M2–M4), считывающий индуцированные изменения в образце. С помощью линии оптической задержки, выравнивающей длину оптических путей с точностью, превышающей микрометр, обеспечивается одновременный проход обоих импульсов через образец. В соответствии со схемой взаимодействия, показанной на Рис. 1 (b), проходящий под углом β по отношению к нормали импульс накачки наводит кратковременное изменение показателя преломления, а зондирующий импульс считывает информацию об этом

изменении, аккумулируя фазовый набег в области взаимодействия. Затем, миновав образец, по мере распространения в свободном пространстве, пробный волновой фронт испытывает дифракционное перераспределение энергии, которое проявляется в виде характерных дифракционных паттернов (рис. 1 (с)).

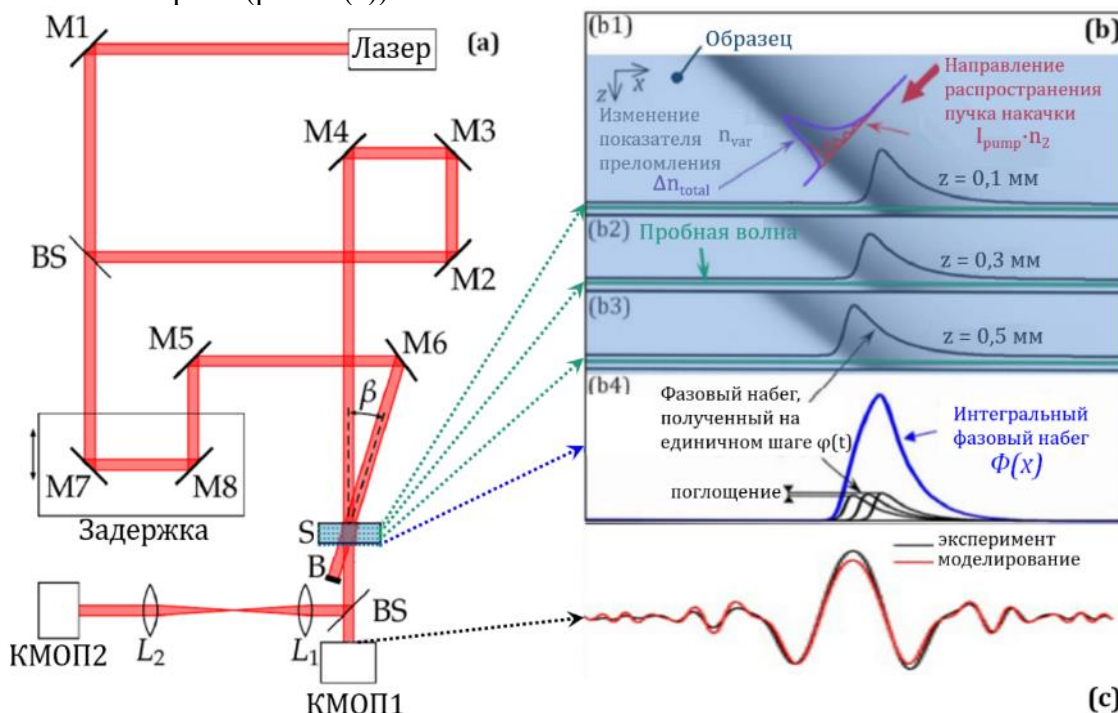


Рис. 1. Схема экспериментальной двухканальной установки осевой цифровой голографии с временным разрешением (а), схема взаимодействия импульсов накачки и пробного в образце (b) и пример поперечного профиля регистрируемого и полученного в результате имитационного моделирования дифракционных паттернов (с)

Взаимодействие импульсов, и формирующаяся в результате этого взаимодействия неколлинеарная вырожденная фазовая модуляция могут быть воспроизведены в численном моделировании с высокой точностью, что подтверждается соответствием наблюдаемых и смоделированных дифракционных паттернов, как показано на Рис. 1 (с).

В результате взаимодействия двух импульсов внутри объекта, обладающего пространственно-неоднородными оптическими нелинейными свойствами, регистрируемые дифракционные паттерны, помимо постоянной составляющей (пример поперечного сечения которого показан на рис. 1 (с)), будут содержать концентрические структуры, интерферирующие между собой. Эти структуры соответствуют сферическим волнам, рассеянными на неоднородностях нелинейного показателя преломления.

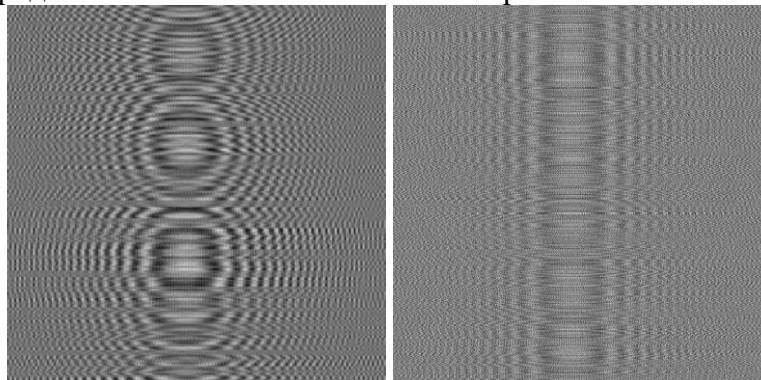


Рис. 2. Различия в смоделированных дифракционных паттернах при низкой (слева) и высокой (справа) концентрациях неоднородностей оптических нелинейных свойств

Предлагаемая идея основывается на анализе углового спектра регистрируемого дифракционного паттерна. Чтобы понять, лежащий в ее основе принцип, на рис. 3 рассмотрим смоделированные дифракционные паттерны для образцов, обладающих разным количеством неоднородностей оптических нелинейных свойств. В данном случае, нелинейный коэффициент показателя преломления, соответствующий неоднородностям образца, существенно превышает аналогичный коэффициент для несущей матрицы, что приводит практически к отсутствию постоянной составляющей в дифракционном паттерне.

Как видно из изображения представленного слева на рис. 2, при небольшой концентрации неоднородностей в исследуемом объекте дифракционные паттерны зондирующего импульса представляют собой четко различимые группы концентрических структур. Однако, при увеличении числа неоднородностей, число концентрических структур сильно возрастает, и их интерференция приводит к образованию дифракционного паттерна, подобного формируемому в однородной матрице.

В случае, когда концентрация флуктуаций оптических нелинейных свойств в образце остается сравнительно небольшой, значительного различия в спектре пространственных частот в горизонтальном и вертикальном направлениях не наблюдается (рис. 3 (б)). В то же время, при большой концентрации неоднородностей в Фурье-спектре четко прослеживается преобладание низких и средних пространственных частот вдоль горизонтального направления (рис. 3 (г)). Оценка относительной интенсивности компонентов спектра пространственных частот вдоль горизонтального направления на нулевой вертикальной частоте позволяет грубо оценивать концентрацию неоднородностей нелинейного показателя преломления в исследуемом образце.

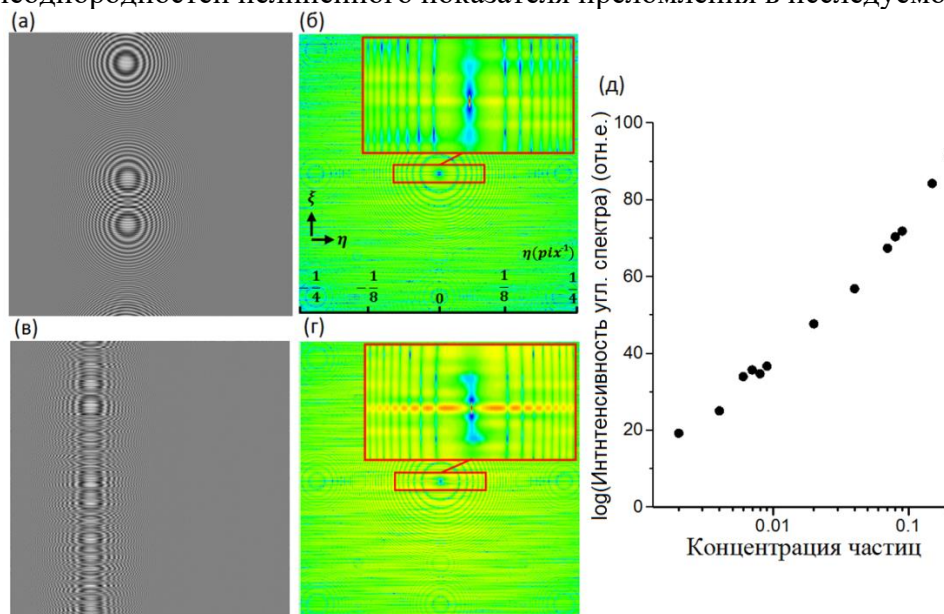


Рис. 3. Смоделированные дифракционные паттерны в зоне дифракции Френеля, формируемые в зондирующем пучке в результате неколлинеарной вырожденной фазовой модуляции внутри исследуемого объекта, обладающего неоднородностями оптических нелинейных свойств (а, в) и соответствующие им распределения пространственных частот в логарифмическом масштабе (б, г). Концентрации неоднородностей задаются величинами 0,001 (верхний ряд), 0,05 (нижний ряд). Зависимость интенсивности горизонтальных компонент Фурье-спектра на нулевой вертикальной пространственной частоте от концентрации частиц

Вклады авторов: А.Б. выполнил моделирование и реализовал метод измерения концентраций на основе анализа Фурье-спектра, И.Ш. собрал экспериментальную установку и выполнил экспериментальные измерения, С.Н. произвел обработку экспериментальных данных для извлечения дифракционных паттернов, С.П. обслуживал фемтосекундную лазерную систему и собрал экспериментальную установку, Ч-Ж. Ч. предоставил образцы, Й-Ч. Л. участвовал в эксперименте, Н.П. руководил проектом, организовал и координировал взаимодействие участников, анализировал результаты и подготовил публикацию. Работа

выполнена в рамках совместного проекта РФФИ (19-52-52018) и Министерства Науки и Технологий (МНТ) Тайваня (108-2923-E-003-001-MY3).

1. N.V. Petrov, S.S. Nalegaev, A.V. Belashov, I.A. Shevkunov, S.E. Putilin, Y.C. Lin, C. J. Cheng, *Opt. Lett.* **43**, 3481-3484 (2018).
2. M. Terazima, *Opt. Lett.* **20**, 25 (1995).

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ В АСИММЕТРИЧНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Балбекин Н.С., Куля М.С., Катковник В.Я.*, Егизарян К.*, Петров Н.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
*Университет Тампере, Тампере, Финляндия

Проведен расчет кросс-корреляционной функции фемтосекундных импульсов, путем моделирования их взаимодействия в схеме интерферометра Маха-Цендера, для восстановления фазовых характеристик исследуемого объекта. Рассмотрено влияние исходного волнового фронта с фазовыми возмущениями на корреляционные измерения параметров импульсных гиперспектральных полей.

Для задач определения формы широкополосного волнового фронта, а также для измерения как амплитудных, так и фазовых характеристик объектов широко используется метод гиперспектральной интерферометрии (ГИ) [1]. Отдельно следует выделить гиперспектральные измерения, реализуемые в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот в импульсном режиме, в котором решения задач характеризации объектов [2] и метрология волнового фронта [3] уже были продемонстрированы с помощью метода импульсной ТГц голография с разрешением во времени (THz PTDH). В работе [4] нами было аналитически показано, что наличие aberrаций приводит к деградации восстановленных изображений при работе с асимметричным интерферометром (рис. 1), в то время как в симметричных интерферометрах они не оказывают влияние на результат.

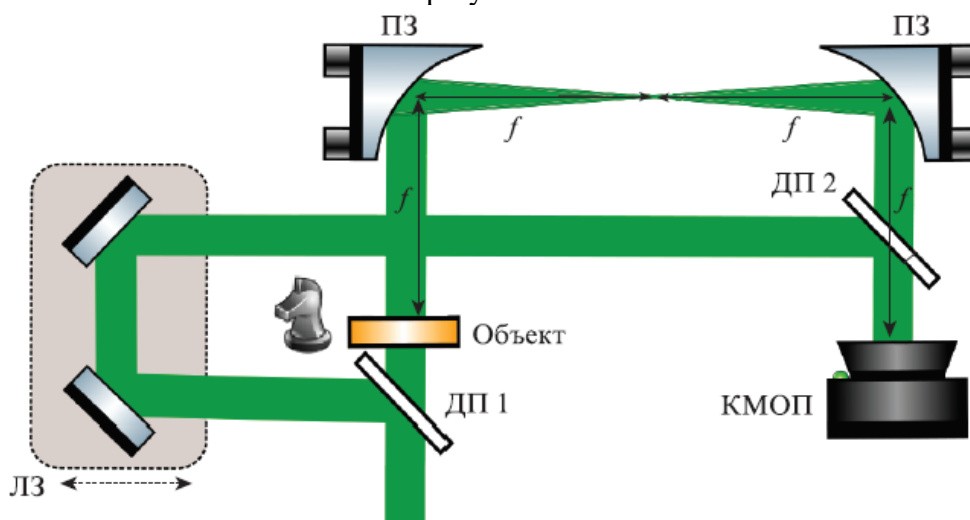


Рис. 1. Схема установки для корреляционных измерений параметров импульсных гиперспектральных оптических полей на основе асимметричного интерферометра Маха-Цендера

В данной работе мы рассчитываем кросс-корреляционную функцию фемтосекундных (фс) импульсов, путем моделирования их взаимодействия в схеме интерферометра Маха-Цендера, для восстановления фазовых характеристик исследуемого объекта. Рассмотрим математическую модель для исследуемой ГИ системы. Пусть O будет объектным импульсом, а R - опорным, который должен распространяться через объектный импульс (рис. 2).

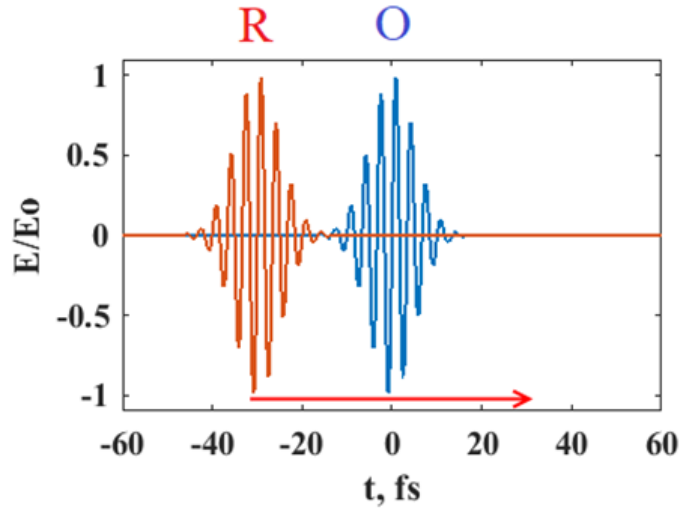


Рис. 2. Иллюстрация распространения опорного фемтосекундного импульса (R) через объектный импульс (O)

Функция кросс-корреляции опорного $R(x, y, q)$ и объектного $O(x, y, q)$ пучков с учетом фазовых возмущений волнового фронта $b(x, y, q)$ и оператора распространения AS_q можно рассчитать при помощи уравнения:

$$C(x, y, q) = AS_q [O(x, y, q) b(x, y, q)] \cdot (AS_q [R(x, y, q) b(x, y, q)])^*, \quad (1)$$

где q – частота, (x, y) – пространственные координаты поля, * - оператор комплексного сопряжения.

На рисунке 3в представлен результат решения обратной задачи (численный расчет распространения поля из плоскости детектора в плоскость объекта), а также для различных частот приведены восстановленные фазовые распределения волнового поля для двух случаев: случай 1 соответствует плоскому волновому фронту на входе в установку (рис. 3 верхний ряд), а случай 2 подразумевает наличие фазовых искажений волнового фронта (рис. 3 нижний ряд).

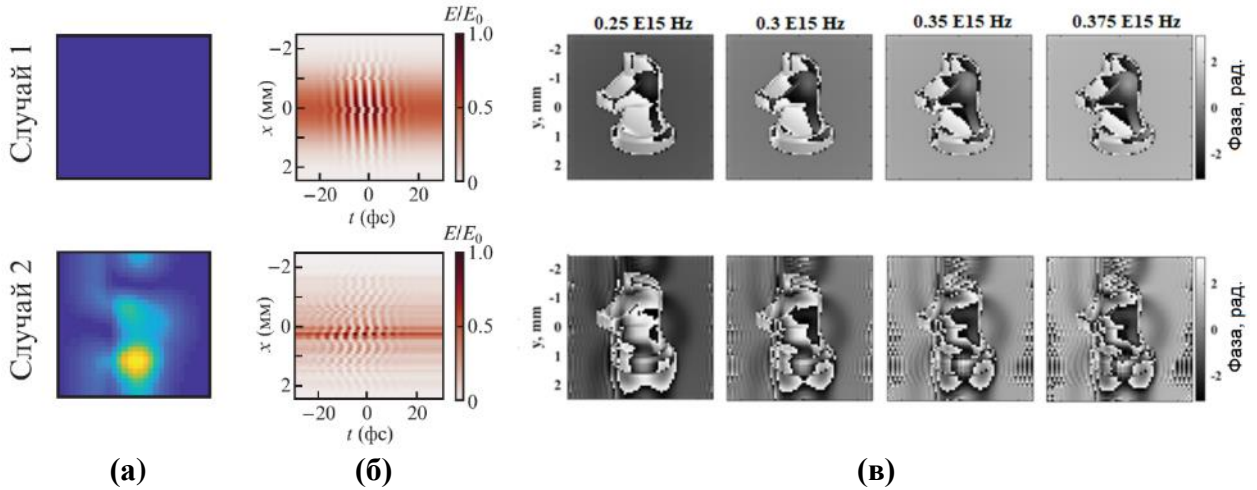


Рис. 3. Изображения исходного волнового поля (а), функции корреляции (б) и восстановленных изображений исследуемого объекта на разных частотах широкопольного излучения (в)

Таким образом, если известны параметры $R(x, y, q)$ и $b(x, y, q)$, то с использованием уравнения 2 можно восстановить пространственно-спектральные характеристики исследуемого объекта (рис. 3).

$$O(x, y, q) = \frac{C(x, y, q)}{(AS_q [R(x, y, q) b(x, y, q)])^* \cdot b(x, y, q)} \quad (2)$$

Результаты расчета восстановления фазовых изображений объекта с учетом фазовых возмущений волнового фронта, а также после вычитания фона представлены на рисунке 3.

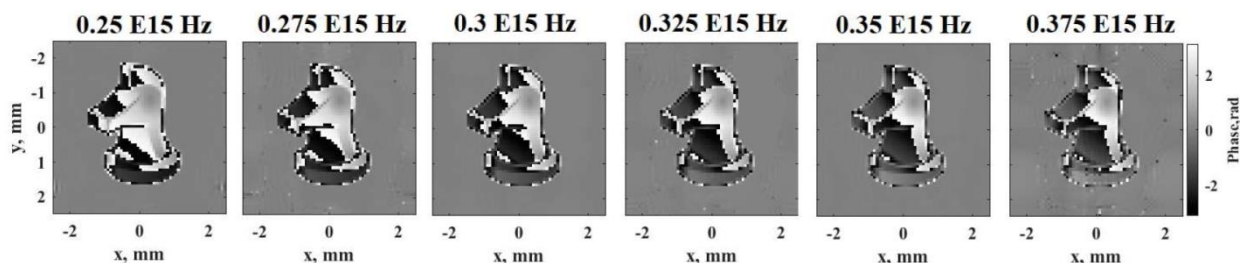


Рис. 4. Пространственные распределения фазы для функции объекта $O(x, y, q)$ на частотах 0,250-0,375 ПГц

Для сравнения восстановленных фазовых изображений объекта с учетом фазовых возмущений исходного волнового фронта и без учета проведен расчет относительной средней квадратической ошибки (ОСКО). Из рисунка 5 видно, что в диапазоне 0,2-0,4 ПГц (где расположена большая часть спектра фемтосекундного импульса) значение ОСКО составляет порядка 5%.

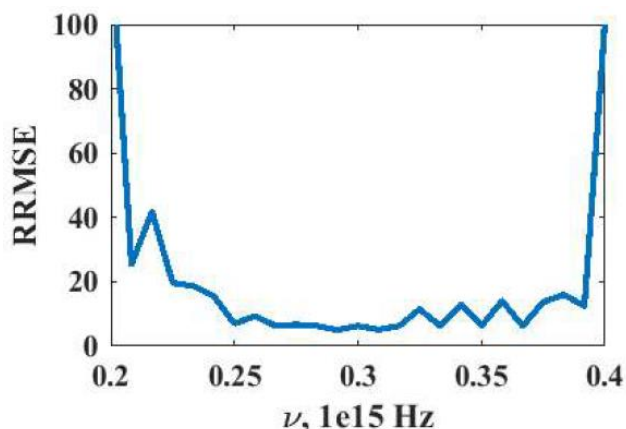


Рис. 5. График зависимости значения относительной средней квадратической ошибки от частоты ПГц излучения для восстановленных фазовых изображений исследуемого объекта

1. K. Itoh, T. Inoue, T. Yoshida, & Y. Ichioka, *Interferometric supermultispectral imaging* //Applied optics. – 1990. – V. 29. – Is. 11. – P. 1625-1630.
2. N.V. Petrov, M.S. Kulya, A.N. Tsytkin, V.G. Bespalov & A. Gorodetsky, *Application of terahertz pulse time-domain holography for phase imaging* //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2016. – V. 6. – Is. 3. – Pp. 464-472.
3. M. Kulya, N.V. Petrov, A. Tsytkin, K. Egiazarian & V. Katkovnik, *Hyperspectral data denoising for terahertz pulse time-domain holography* //Optics express. – 2019. – V. 27. – Is. 13. – Pp. 18456-18476.
4. M.S. Kulya, V.Y. Katkovnik, K. Egiazarian & N.V. Petrov, *Features of correlation measurements of the parameters of pulsed hyperspectral optical fields using an asymmetric interferometer* //Quantum Electronics. – 2020. – V. 50. – Is. 7. – P. 679.

СОЗДАНИЕ УСТОЙЧИВОЙ SERS-ПОДЛОЖКИ С СЕРЕБРЯНЫМИ ПЛАЗМОННЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В СЕНСОРИКЕ

Киричек К.А.*, Дададжанов Д.Р.***, Вартамян Т.А.*, Гладских И.А.*, Богданов К.В.*, Набиуллина Р.Д.*, Баранов М.А.*, Старовойтов А.А.*

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**Университет имени Давида Бен-Гуриона в Негеве, Беэр-Шева, Израиль

Работа посвящена созданию SERS-подложки с отожженными частицами серебра, пригодной для многократного использования. Основное внимание сфокусировано на оптимизации технологии производства образцов, устойчивых к механическим и химическим повреждениям.

В связи с постоянным развитием нанотехнологий и методов синтеза полупроводниковых и металлических структур, сегодня большую популярность приобретает использование наночастиц в медицине, криминалистике, иммунохимических анализах и т.д. [1]. Высокая чувствительность к присутствию химических или биологических агентов и характерный профиль плазмонного резонанса позволяют применять наночастицы в качестве высокоточных биосенсоров.

Одним из самых распространенных методов исследования вещества является спектроскопия комбинационного рассеяния. Спектры комбинационного рассеяния света, наряду с ИК-спектрами поглощения, предоставляют важную информацию о строении и свойствах исследуемых веществ. Однако, при облучении вещества рассеивается только малая часть падающего света, что отражается в слабом сигнале комбинационного рассеяния. Усиление сигнала в ближнем поле металлических наночастиц, достигающее нескольких порядков величины, получило название гигантского комбинационного рассеяния, в иностранной литературе обозначаемое как SERS. К настоящему времени выполнено огромное количество исследований, посвященных оптимизации структуры SERS-активных подложек для получения максимального усиления и удобства применения в науке и, в частности, в медицине.

Основные сложности при работе с SERS-подложками, основанными на использовании двумерных массивов серебряных и золотых наночастиц, состоят в их химической и механической нестабильности [2]. Таким образом, ограниченное применение пленок серебра в наноплазмонике связано с большими потерями в реальной структуре, обусловленными не только шероховатостью поверхности, но и деградацией оптических свойств со временем.

Для преодоления указанных трудностей и улучшения устойчивости SERS-подложек, мы предложили новый подход к их изготовлению, состоящий в физическом осаждении из паровой фазы (PVD) металлических наночастиц с последующей термической и лазерной обработкой.

Гранулированные серебряные пленки на стеклянных подложках были получены методом осаждения из паровой фазы в вакуумной камере PVD-75 (Kurt J. Lesker). Согласно данным сканирующего электронного микроскопа наночастицы имели круглую форму с размерами от 10 до 200 нм. Полученные образцы с осажденным серебром были отожжены при температуре 200°C. Затем они подверглись воздействию импульсного лазерного излучения на длине волны (3-ей гармоники Nd: YAG-лазера (SOLAR Laser System) 355 нм с плотностью энергии 75 мДж/см² (облучение низкой интенсивности) и 150 мДж/см² (облучение высокой интенсивности).

Усиление комбинационного рассеяния в ближнем поле сформированных таким образом серебряных наночастиц было продемонстрировано на примере цианиновых красителей: псевдоизоцианина (Cu1) и дикарбоцианина (Cu5). Спиртовые растворы указанных красителей

были нанесены на исследуемые подложки с серебряными наночастицами методом центрифугирования на лабораторной установке SPIN150 при скорости вращения 4000 об/мин.

Как видно из рис. 1 и рис. 2 максимальное усиление комбинационного рассеяния составляет 12 и 65 для подложек с наноконструкциями Ag/Cy1 и Ag/Cy5, соответственно. Коэффициенты усиления облученных подложек зависели от интенсивности облучения. При высокой интенсивности облучения они составляли, соответственно, 11 и 20.

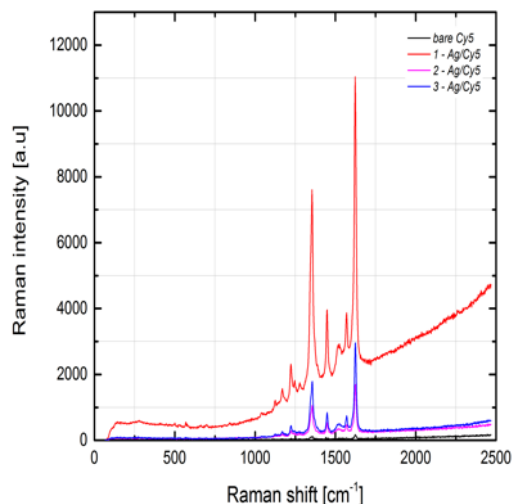


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния образцов Ag/Cy5 и Cy5
1 – без облучения, 2 - после облучения светом низкой интенсивности, 3 –после облучения светом высокой интенсивности

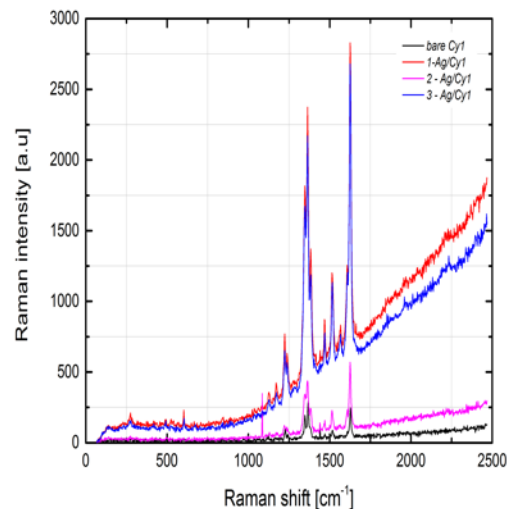


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния образцов Ag/Cy1 и Cy1
1 – без облучения, 2 - после облучения светом низкой интенсивности, 3 –после облучения светом высокой интенсивности

Таким образом, необлученные образцы, обеспечивают максимальное усиление комбинационного рассеяния, однако они химически и механически неустойчивы. Подложки, подвергнутые лазерному облучению высокой интенсивности, показали меньшее усиление, однако они более устойчивы к воздействию химических реагентов и могут использоваться многократно.

1. Le Ru E., Etchegoin P. *Principles of Surface-Enhanced Raman Spectroscopy: and related plasmonic effects* // **1st edition: Elsevier.**, 688, (2008).

2. A. N. Kamaliev, N. A. Toropov, K. V. Bogdanov, T. A. Vartanyan. Enhancement of Fluorescence and Raman Scattering in Cyanine-Dye Molecules on the Surface of Silicon-Coated Silver Nanoparticles // *Optics and Spectroscopy.*, **124**, 319-322, (2018).

МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПО СПЕКТРАМ ЗЕЛЕННОЙ АП-КОНВЕРСИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АКТИВИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ И ИТТЕРБИЕМ ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ И СТЕКЛОКЕРАМИК

Асеев В.А., Ходасевич М.А.*, Борисевич Д.А.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия,

* Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Многопараметрическими методами проведена калибровка температуры по нормированным спектрам зеленой ап-конверсионной флуоресценции активированных эрбием и иттербием германатных стекол и стеклокерамик. Калибровочная модель для стеклокерамики $56,15\text{GeO}_2-26,47\text{Na}_2\text{O}-8,26\text{Yb}_2\text{O}_3-5,00\text{MgO}-4,13\text{La}_2\text{O}_3-0,24\text{Er}_2\text{O}_3$ характеризуется лучшими параметрами качества.

Датчики, калибрующие величину температуры по отношению интенсивностей флуоресценции (FIR – fluorescence intensity ratio) с двух термально связанных уровней активатора, привлекают в настоящее время наибольшее внимание среди оптических датчиков температуры [1]. Ранее [2] нами было показано, что применение проекции на латентные структуры (PLS – projection to latent structures) [3] позволяет достичь лучшей точности калибровки температуры по сравнению с методом FIR. Целью представленной работы является разработка и создание активных сред на основе германатных стекол и стеклокерамик, активированных ионами эрбия и иттербия, для флуоресцентных датчиков температуры и оценка их перспективности с помощью многопараметрической обработки температурной зависимости спектров зеленой ап-конверсионной флуоресценции.

Исследуемые образцы стекол синтезированы в системе $\text{GeO}_2\text{-BaO-SrO-TiO}_2\text{-Yb}_2\text{O}_3\text{-Er}_2\text{O}_3$. В части стекол оксид стронция был эквимольно замещен на оксиды кальция и магния. Образцы стекол были синтезированы в кварцевых и платиновых тиглях при температуре 1350–1400 °С в зависимости от состава. Расплавы перемешивались платиновой мешалкой в течение часа и отливались в графитовые формы. Полученные отливки отжигали в муфельной печи при температуре 690 ± 10 °С в течение получаса, после чего происходило инерционное охлаждение. Все полученные стёкла имеют плотность $\sim 5,0\pm 0,2$ г/см³ и показатель преломления $\sim 1,79\pm 0,2$.

Синтезированные образцы стеклокерамик системы $\text{GeO}_2\text{-Na}_2\text{O-Yb}_2\text{O}_3\text{-La}_2\text{O}_3\text{-Er}_2\text{O}_3$ содержат по 5 мол% одного из следующих окислов: BaO, PbO, Al₂O₃, Nb₂O₅, SiO₂, MgO, Pb₂O₅, TiO₂. Для синтеза стеклокерамик шихта загружалась в корундовые тигли при комнатной температуре и в течение часа прогревалась при температуре 1200 °С. Затем тигли на 10 мин погружались в жаровое пространство на подъеме температуры до 1250 °С до образования равномерного расплава. Осветление стекла происходило в течение 40 мин при температуре 1350 °С. Затем тигли остужали при комнатной температуре, после чего при температуре 480 °С проводился отжиг.

Возбуждение ап-конверсионной флуоресценции в исследуемых образцах стекол и стеклокерамик осуществлялось неполяризованным излучением лазерного диода мощностью 1 Вт с максимумом спектра около 967 нм. Спектры регистрировались в диапазоне 190–1100 нм со средним разрешением 1 нм и спектральным шагом около 0,3 нм [4]. Температура образца определялась с точностью 0,1 К при ступенчатом остывании в среднем на 1,9 К в диапазоне от 473 до 330 К. Всего для каждого образца было зарегистрировано по 71 спектру флуоресценции. Предобработка спектров состояла в сглаживании их фильтром Савицкого-Голея полиномом 3 степени по 15 отсчетам, вычитании фонового сигнала и нормировании каждого спектра на его максимальное значение, что позволило нивелировать преимущество метода FIR, результаты которого не зависят от нестабильности мощности накачки.

После выявления выбросов (от 0 до 29 спектров) в экспериментальных наборах данных для каждого германатного образца с помощью метода главных компонент [5] и разделения

оставшихся спектров на обучающую и проверочную выборку в приблизительной пропорции 1 к 2 с помощью метода, основанного на иерархическом кластерном анализе счетов в евклидовом пространстве первой главной компоненты [6], с помощью широкополосного PLS была определена оптимальная ширина спектрального окна, равная 5 отсчетам, для применения метода поиска комбинации сдвигающихся окон (scmwiPLS – searching combination of moving windows iPLS) [7]. Затем был проведен поиск глобального минимума зависимости величины среднеквадратичной ошибки калибровки в проверочной выборке (RMSEP– root mean square error of prediction) от количества учитываемых спектральных переменных. В случае спектров зеленой флуоресценции образца керамики $56,15\text{GeO}_2-26,47\text{Na}_2\text{O}-8,26\text{Yb}_2\text{O}_3-5,00\text{MgO}-4,13\text{La}_2\text{O}_3-0,24\text{Er}_2\text{O}_3$ глобальный минимум соответствует объединению 19 окон оптимальной ширины или 95 спектральным переменным из 245, представленным вместе с примером спектра флуоресценции при температуре 372,0 К на рисунке 1. На рисунке 2 изображена линейная калибровочная зависимость для обеих выборок спектров.

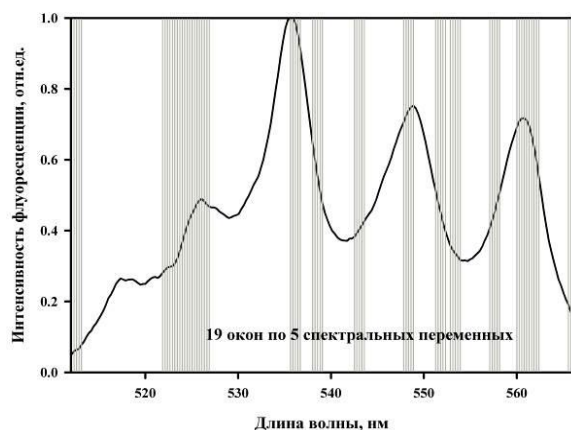


Рис. 1. 19 интервалов (95 переменных) в спектрах зеленой флуоресценции керамики $56,15\text{GeO}_2-26,47\text{Na}_2\text{O}-8,26\text{Yb}_2\text{O}_3-5,00\text{MgO}-4,13\text{La}_2\text{O}_3-0,24\text{Er}_2\text{O}_3$, калибровка температуры по которым характеризуется минимальной среднеквадратичной ошибкой

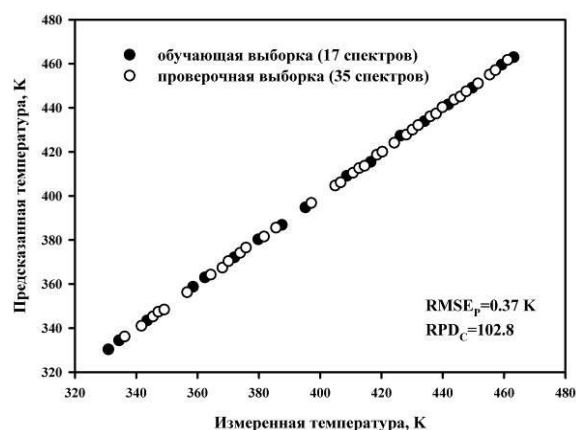


Рис. 2. Соотношение между предсказанной с помощью scmwiPLS по спектрам флуоресценции керамики $56,15\text{GeO}_2-26,47\text{Na}_2\text{O}-8,26\text{Yb}_2\text{O}_3-5,00\text{MgO}-4,13\text{La}_2\text{O}_3-0,24\text{Er}_2\text{O}_3$ и измеренной температурой

В качестве критериев качества калибровки можно использовать величину остаточного отклонения предсказания калибровки RPD_C (Residual Predictive Deviation for Calibration), определяемого как отношение среднеквадратичного отклонения величины температуры в проверочной выборке к RMSEP, и величину относительной ошибки RE. В таблице приведены все три применяемые критерии качества.

На основании трех рассмотренных параметров качества (среднеквадратичная ошибка калибровки, остаточное отклонение предсказания для проверочной выборки и относительная ошибка предсказания) многопараметрических моделей калибровки температуры по спектрам зеленой ап-конверсионной флуоресценции германатных стекол и стеклокерамик, активированных ионами эрбия и иттербия, можно сделать вывод, что наиболее подходящими для применения в качестве чувствительных элементов флуоресцентных температурных датчиков являются керамики $\text{GeO}_2-\text{Na}_2\text{O}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{BaO}-\text{La}_2\text{O}_3-\text{Er}_2\text{O}_3$, $\text{GeO}_2-\text{Na}_2\text{O}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{La}_2\text{O}_3-\text{Er}_2\text{O}_3$ и $\text{GeO}_2-\text{Na}_2\text{O}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{MgO}-\text{La}_2\text{O}_3-\text{Er}_2\text{O}_3$ с близкими параметрами моделей: среднеквадратичная ошибка $<0,4$ К, остаточное отклонение превышает 85 и относительная ошибка менее 0,23%. Калибровочная модель, построенная по 95 спектральным переменным для германатной стеклокерамики с добавлением оксида магния, является наилучшей. Величина среднеквадратичной ошибки по ее спектрам не превышает 0,37 К, остаточное отклонение предсказания для проверочной выборки >102 , а величина относительной ошибки не превышает 0,20%.

Таблица. Критерии качества многопараметрической калибровки температуры по спектрам зеленой ап-конверсионной флуоресценции германатных стекол и стеклокерамик

		RMSEP, К	RPD _C	RE, %
Стекла	57,01GeO ₂ -19,00BaO-9,50TiO ₂ -9,50SrO-4,75Yb ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	1,02	37,1	0,47
	57,01GeO ₂ -14,25BaO-14,25SrO-9,50TiO ₂ -4,75Yb ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	1,62	24,4	0,98
	57,01GeO ₂ -19,00SrO-9,50BaO-9,50TiO ₂ -4,75Yb ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	2,28	15,5	0,84
	57,01GeO ₂ -19,00BaO-9,50CaO-9,50TiO ₂ -4,75Yb ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	1,11	34,2	0,84
	57,01GeO ₂ -19,00BaO-9,50MgO-9,50TiO ₂ -4,75Yb ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	1,08	33,1	0,65
	57,01GeO ₂ -9,50SrO-9,50BaO-9,50TiO ₂ -9,50CaO-4,75Yb ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	0,79	46,4	0,59
	57,01GeO ₂ -19,00CaO-9,50SrO-9,50TiO ₂ -4,75Yb ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	1,61	20,9	1,03
Стеклокерамики	58,95GeO ₂ -27,79Na ₂ O-8,67Yb ₂ O ₃ -4,34La ₂ O ₃ -0,25Er ₂ O ₃	0,46	72,6	0,37
	56,15GeO ₂ -26,47Na ₂ O-8,26Yb ₂ O ₃ -5,00BaO-4,13La ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	0,37	85,0	0,22
	56,15GeO ₂ -26,47Na ₂ O-8,26Yb ₂ O ₃ -5,00PbO-4,13La ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	0,80	46,4	0,43
	56,15GeO ₂ -26,47Na ₂ O-8,26Yb ₂ O ₃ -5,00Al ₂ O ₃ -4,13La ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	0,40	98,2	0,23
	56,15GeO ₂ -26,47Na ₂ O-8,26Yb ₂ O ₃ -5,00Nb ₂ O ₅ -4,13La ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	1,11	30,9	0,54
	56,15GeO ₂ -26,47Na ₂ O-8,26Yb ₂ O ₃ -5,00MgO-4,13La ₂ O ₃ -0,24Er ₂ O ₃	0,37	102,8	0,20

По-видимому, именно вследствие большей структурированности спектров флуоресценции германатных стеклокерамик с хорошо разрешенными полосами, соответствующими переходам между штарковскими подуровнями рабочих уровней иона эрбия, эти образцы являются лучшими активными средами для датчиков температуры, использующих для калибровки многопараметрический метод проекции на латентные структуры с выбором спектральных переменных, по сравнению с германатными стеклами. Кроме того, при использовании исследованных стеклокерамик можно надеяться на более успешную реализацию метода FIR при переходах между штарковскими подуровнями двух термально связанных уровней [1], точность которого, например, для свинцово-фторидных сред невысока [8].

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-58-00043) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф18Р-238).

1. V.K. Rai, *Appl. Phys. B*, **88**, 297-303 (2007).
2. В.А. Асеев, Ю.А. Варакса, Е.В. Колобкова, Г.В. Сеницын, М.А. Ходасевич, *Оптика и спектроскопия*, **118**, 760-762, (2015).
3. P. Geladi, B. Kowalski, *Analyt. Chim. Acta*, **185**, 1-17, (1986).
4. М.А. Khodasevich, V.A. Aseev, *Optics and Spectroscopy*, **124**, 748-752, (2018).
5. К.Н. Esbensen, P. Geladi, *Comprehensive Chemometrics*, **2**, 211-226 (2009).
6. М.А. Ходасевич, Н.А.Саскевич, *Весті НАН Беларусі. сер. фіз.-мат. наук*, **54**, 69-76, (2018).
7. Y.P. Du, Y.Z. Liang, J.H. Jiang, R.J. Berry, Y. Ozaki, *Anal. Chim. Acta*, **501**, 183-191, (2004).
8. М.А. Ходасевич, В.А. Асеев, Ю.А. Варакса, Е.В. Колобкова, Г.В. Сеницын, *Materials Physics and Mechanics*, **24**, 18-23, (2015).

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Янукович Т.П., Поляков А.В.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Рассмотрена трехволновая модель вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна. Приведен пример компьютерного моделирования взаимодействия в оптическом волокне. Проведено моделирование работы различных распределенных сенсоров.

В настоящей работе рассмотрено вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна в оптическом волокне. Эффект может быть описан как взаимодействие трех волн: оптической волны накачки, Стоксовой волны и акустической волны с характеристической частотой f_B , которая зависит от температуры и давления.

Рассеяние Манделъштама-Бриллюэна можно описать как трехволновое взаимодействие волны лазера накачки, Стоксовой волны и акустической волны [1]. Такая модель может быть записана с помощью трех дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{c}{n} \alpha \right] E_p &= j \frac{n^2 p_{12} \pi c}{\lambda \rho_0} \rho E_s, \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{c}{n} \alpha \right] E_s &= j \frac{n^2 p_{12} \pi c}{\lambda \rho_0} \rho^* E_p, \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + c_s \frac{\partial}{\partial z} + \gamma_s \right] \rho &= j \frac{\varepsilon_0 n^5 p_{12} \pi}{2 \lambda c_s} E_p E_s^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где E_p – комплексная амплитуда электрической составляющей волны накачки, В/м; E_s – комплексная амплитуда электрической составляющей Стоксовой волны, В/м; ρ – комплексная амплитуда волны плотности, кг/м³; ρ_0 – средняя плотность, кг/м³, p_{12} – продольный коэффициент упругости, безразмерная величина; n – коэффициент преломления волны в сердцевине волокна, безразмерная величина; α – коэффициент ослабления, м⁻¹; γ_s – коэффициент ослабления акустической волны, с⁻¹; c_s – скорость распространения звука в материале волокна, м/с; λ – длина волны в вакууме, м, z – координата (сенсор расположен по оси z), м.

Ось z выбрана таким образом, что $z=0$ в том конце волокна, в который направлено излучение накачки. Первое уравнение описывает ослабление волны накачки при взаимодействии Стоксовой волны и акустической волны. Второе уравнение системы (1) описывает усиление Стоксовой волны при взаимодействии волны накачки и акустической волны. Третье уравнение системы (1) описывает инициацию акустической волны при противоположном распространении по волокну волны накачки и Стоксовой волны. Двухволновая модель рассеяния получается из (1) при условии $t \gg \gamma_s^{-1} = 6,4$ нс.

Производные по времени и координате от ρ определяются из третьего уравнения системы (1). Затем производится подстановка ρ в первое и второе уравнение.

Интенсивности волны накачки и Стоксовой волны выражаются через амплитуды:

$$I_p = \frac{n}{2\mu_0 c} |E_p|^2 = \frac{n\varepsilon_0 c}{2} |E_p|^2$$

$$I_s = \frac{n}{2\mu_0 c} |E_s|^2 = \frac{n\varepsilon_0 c}{2} |E_s|^2 \quad (2)$$

Трехволновая модель будет выполняться при условии, когда распределение мощности в волокне не сильно изменяется. Однако, в случае потерь волны накачки такое предположение не имеет силы.

Скорость акустической волны в чистом кварцевом стекле (SiO₂) равняется приблизительно 5960 м/с при комнатной температуре для фиксированной частоты.

При длине волны в вакууме для лазера накачки 1319 нм, температуре 23 °С для недеформированного стандартного мономодового волокна $f_B = f_{B,0} = 12,80$ ГГц [2].

Используем выражение для характеристической частоты Бриллюэновского рассеяния f_B [3]:

$$f_B = \frac{2nc_s}{\lambda_p}, \quad (3)$$

где λ_p – длина волны лазера накачки в вакууме, скорость распространения звука $c_s = \sqrt{E/\rho_0}$, E постоянный модуль Юнга среды. Значение коэффициента преломления $n = 1,47$, скорость распространения звука $c_s = 5743$ м/с. Скорость звука зависит от температуры и относительной деформации. Таким образом, получаем зависимость характеристической частоты Бриллюэновского рассеяния от температуры и деформации:

$$f_B = f_{B,0} + \varepsilon \frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon} + (T - 23^\circ\text{C}) \frac{\partial f_B}{\partial T}, \quad (4)$$

где $\partial f_B / \partial T = 1,2$ МГц/°С – температурный коэффициент и $\partial f_B / \partial \varepsilon = 500$ МГц – коэффициент деформации характеристической частоты Бриллюэновского рассеяния.

На вход оптоволокна вводится постоянное во времени излучение лазера накачки с амплитудой электрического поля

$$E_p(t, 0) = E_{p0}. \quad (5)$$

В выход волокна вводится излучение пробного лазера с модулированной амплитудой:

$$E_R(t) = E_s(t, L) = E_{s0} \cos(\omega_E t), \quad (6)$$

где ω_E – частота модуляции.

Амплитуда электрического поля волны пробного лазера $E_R(t)$ даст амплитуду Стоксовой волны $E_s(t, z)$, которая распространяется по оптоволокну и взаимодействует с волной накачки.

Взаимодействие двух волн вызовет появление акустической волны или волны плотности $\rho(t, z)$. Причиной этого взаимодействия является то, что постоянная по времени амплитуда волны накачки $E_p(t, z)$ получает часть модуляции от распространяющейся в обратном направлении волны Стокса. Кроме того, модулированная амплитуда Стоксовой волны будет усиливаться за счет Бриллюэновского взаимодействия.

Таким образом, решая последовательно уравнения системы (1), получаем выражения для акустической волны, волны Стокса и накачки.

Значение интенсивности излучения накачки, прошедшего через оптическое волокно, при $z = L$ принимает следующий вид с учетом малой глубины модуляции

$$\tilde{I}_p(t, L, \omega_E) = \hat{I}_p(\omega_E) \cos(2\omega_E t + \Phi_H(\omega_E)), \quad (7)$$

где

$$\hat{I}_p(\omega_E) = I_{p0} \exp \left\{ -2\alpha L - \gamma \hat{g}_B \frac{I_{s0}}{\delta} e^{\delta L/2} \operatorname{sh} \left(\frac{\delta L}{2} \right) \right\} \cdot \frac{\gamma \hat{g}_B I_{s0}}{\sqrt{\delta^2 + (4k_E)^2}} e^{\delta L/2} \sqrt{\operatorname{sh}^2 \left(\frac{\delta L}{2} \right) + \sin^2 (2k_E L)},$$

$$\Phi_H(\omega_E) = \pi - 2k_E L + \operatorname{arctg} \left(\frac{4k_E}{\delta} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{tg} (2k_E L)}{\operatorname{th} (\delta L / 2)} \right). \quad (8)$$

Полученное выражение для интенсивности излучения накачки используется при численном моделировании рассеяния Манделъштама-Бриллюэна в оптическом волокне и позволяет построить передаточную функцию функции $s(z, \Delta f)$, зависящую от расстояния и разности частот излучений накачки и пробного Δf , Гц [1].

Моделирование передаточной функции $s(z, \Delta f)$ представлено на рисунке. Максимальное ослабление интенсивности излучения накачки наступает при разности частот излучений, равное $f_{B,0}$. Подобный результат получается, если оптическое волокно, по которому проходит излучение, не подвержено изменениям температуры и давления. При изменении параметров передаточная функция будет иметь минимум при других разностях частот излучений Δf .

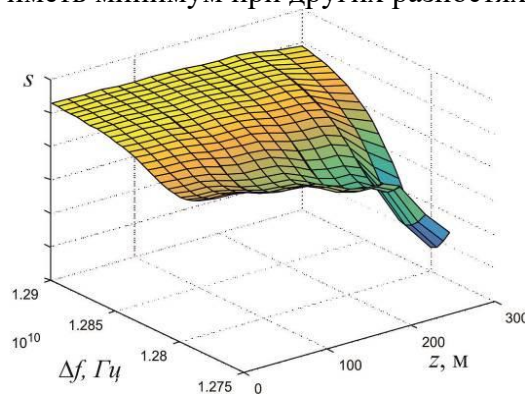


Рисунок. Моделирование передаточной функции

Рассмотрена трехволновая модель вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна. На ее основе выполнена модель прохождения излучения по оптическому волокну. Компьютерное моделирование используется для предварительной оценки параметров работы сенсоров [4]. Рассмотрены модели распределенных сенсоров температуры и деформации. Проведена оценка применения метода для измерения микроизгибов оптического волокна. Рассмотрена возможность применения для регистрации несанкционированного доступа к оптическому волокну. Проведено моделирование сенсоров силы тока на основе нагрева и деформации.

1. Т. П Янукович., *Оптический журнал*, **69**, № 7, 49–54, (2002).
2. D. Garus, et al., *J. Lightwave Technology*. **15**, № 4, 654–662, (1997).
3. R. Hereth, *Stimulierte Brillouin-Streuung in Lichtleitfaser-Ringresonatoren: Dissertation Ruhr-Universität: Elektronik Nr. 140*. Bochum, 178, (1992)
4. Т.П. Янукович, А.В. Поляков, *Приборы и методы измерений*, **10**, № 3, 243-252, (2019).

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ АБЛЯЦИИ И ПРИМЕСНОГО СОСТАВА СИНТЕТИЧЕСКИХ НРНТ АЛМАЗОВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Лебедев В.Ф.***, Кукушкина В.В.**

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

В режиме сканирования проведено исследование многосекторных азот- и борсодержащих алмазных пластин. Обнаружено, что высокая чувствительность ЛИЭС-метода при лазерно-индуцированной модификации поверхности образцов реализуется в режиме абляции, характеризующемся монотонным изменением интенсивности спектров излучения.

Алмаз уже проявил себя как перспективная активная среда ВКР-лазера с возможностью генерации в широком спектральном диапазоне и как материал нанофотоники при контролируемом создании в структуре изолированных излучающих NV центров. Легированные бором алмазы имеют перспективы в электроаналитических применениях.

Для алмазов, выращиваемых методом НРНТ (High Pressure High Temperature), характерны секторная структура и присутствие различного рода примесных центров, влияющих на их физические и оптические свойства.

Ранее при исследованиях азотсодержащих алмазов методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (ЛИЭС) впервые было использовано явление лазерно-индуцированной графитизации поверхности [1]. Это позволило существенно увеличить чувствительность метода и на примере C=C связей однозначно продемонстрировать его применимость к выявлению структурных связей атомов в исходном образце.

Полученные методом ЛИЭС данные коррелируют с результатами исследований алмазов другими методами [1-4]. В частности, методом абсорбционной спектроскопии [2] было обнаружено, что вхождение азота на порядок величины меньше в секторе (100) по сравнению с сектором (111). Подтверждаются также и данные о существенно меньшем вхождении кислорода в структуру легированного бором алмаза [3, 4].

В настоящей работе приведены результаты анализа синтетических НРНТ азот- и борсодержащих алмазов методом ЛИЭС в режиме реального времени и в условиях лазерно-индуцированной модификации их поверхности.

Исследовались многосекторные пластины синтетических алмазов, легированных бором и азотом, с размерами приблизительно $5 \times 5 \times 0,5$ мм³, выращенных компанией Нью Даймонд Технолоджи. Максимальная концентрация легирующего элемента соответствовала секторам с кристаллографической ориентацией (111) и находилась на уровне 0,5 ppm при легировании образцов бором (тип Ib) и 100 ppm – азотом (тип Ib).

Образцы кристаллов устанавливались на моторизованный линейный транслятор и перемещались в направлении ортогональном распространению пучка лазера. Абляция их поверхности осуществлялась сфокусированным импульсным излучением Nd³⁺:YAG лазера на длине волны 1064 нм с плотностью энергии около 1 кДж/см². Для предотвращения химического взаимодействия лазерного факела с окружающим воздухом образцы обдувались низкоскоростной струей аргона [5]. При проведении измерений алмазная пластина перемещалась с шагом 0,5 мм, при диаметре лазерного пятна $\approx 0,2$ мм, и подвергалась воздействию в каждую последующую точку серией из 10-ти (борсодержащий образец) или 20-ти (азотсодержащий образец) лазерных импульсов.

Алмаз прозрачен для лазерного излучения с длиной волны 1064 нм. Поэтому очевидно, что для первых импульсов взаимодействие излучения с ним определяется структурными дефектами поверхности, а для последующих - начинает определяться влиянием формирующейся на поверхности алмаза прочной графитоподобной пленки [1]. Спектры плазмы

регистровались спектрометром с волоконным выходом AvaSpec-ULS2048L (Avantes). Автоматизация измерений и обработка спектров осуществлялись с помощью собственного программного обеспечения [3, 6].

Оказалось, что многократно ранее воспроизводившийся для азотсодержащего образца режим абляции в условиях графитизации, судя по интенсивности спектров, проявляющийся в существенном и монотонном нарастании интенсивности полосы C_2 с переходом на стационарный режим, может и не наблюдаться. Более того, для режима 1, при котором в спектре присутствовала тепловая подставка, характерная для сильно ионизованной плазмы, наблюдалась обратная зависимость (1, рис.1, 2). Но и в режиме 2 практически отсутствует стационарный режим абляции, ранее многократно наблюдавшийся даже для серии из 30-ти импульсов в одну точку (3, рис. 2).

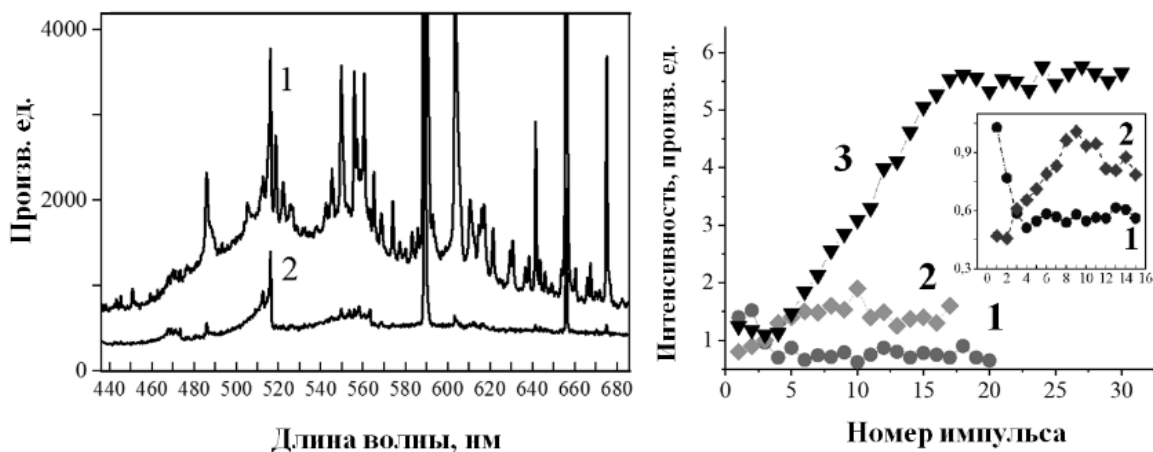


Рис. 1. Примеры спектров плазмы для сектора (111) пластины азотсодержащего алмаза и двух режимов лазерного воздействия: энергия импульса и время задержки соответственно $E=170$ мДж и $\tau=12$ мкс (1), 147 и 26 (2)

Рис. 2. Зависимости интенсивности полосы C_2 (спектральный диапазон 495-517 нм) для режимов 1-3 от номера лазерного импульса. Режим 3—данные работы [1]

Особенности режимов 1 и 2 могут объясняться «жестким» режимом взаимодействия излучения с поверхностью алмаза, когда не происходило монотонное, постепенное увеличение степени графитизации поверхности. На рекомбинационные процессы в плазме с образованием углеродных димеров накладывался режим периодического разрушения лазерными импульсами графитизированного слоя, что приводило либо к скачкообразным изменениям интенсивности полосы C_2 , либо -к ситуации, когда слой практически не образовывался («плато» в режиме 1, рис. 2).

Таким образом, реализованный в настоящей работе режим абляции 2 не является вполне удачным. Анализ всех ранее полученных данных приводит к выводу, что режим 3 (рис. 2) монотонной графитизации поверхности принципиально важен и конечное, стационарное значение интенсивности полосы C_2 , по-видимому, может быть количественным критерием степени разупорядоченности кристаллической решетки.

Полученные в режиме абляции 2 зависимости изменения интенсивностей полос C_2 , CN, H вдоль оси, пересекающей центры алмазных пластин, воспроизводят полученные ранее данные для отдельных точек и дают дополнительную информацию о более реалистичном положении секторов роста на поверхности пластин по сравнению с границами, видимыми на фотографиях (рис. 3, 4). Эффект графитизации борсодержащего образца должен проявляется существенно слабее [3] и поэтому вид зависимости для полосы C_2 в этом случае не столь очевиден и необходимы дополнительные эксперименты для более ясного ее анализа.

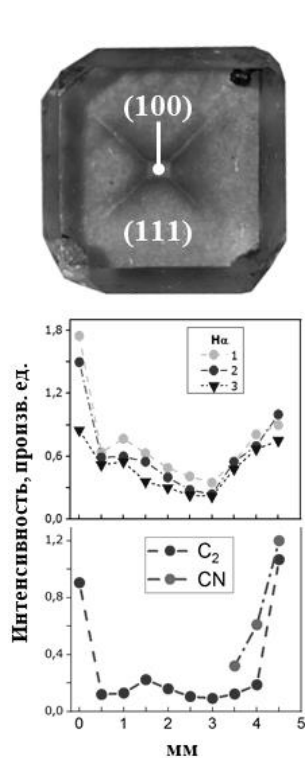


Рис. 3. Зависимости интенсивностей полос C_2 , CN, $H\alpha$ (1–3 импульсы) для азотсодержащего алмаза вдоль линии сканирования

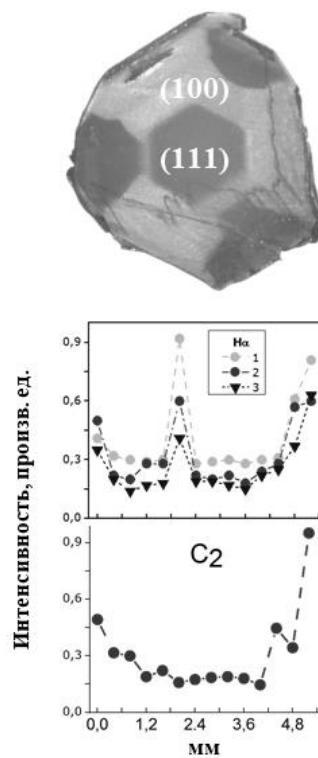


Рис. 4. Зависимости интенсивностей полос C_2 , $H\alpha$ (1–3 импульсы) для борсодержащего алмаза вдоль линии сканирования

Подтверждается, судя по интенсивностям полос C_2 , CN, H, большая разупорядоченность углеродных связей в секторах (111) по сравнению с сектором (100) и существенно большее вхождение примесей N, H в структуру алмаза в этих секторах. Для секторов (111) в азотсодержащем алмазе характерно присутствие более слабо связанного водорода, так как наблюдается более резкое падение интенсивности полосы H для первых трех лазерных импульсов. К сожалению, из-за неудачного выбора параметров эксперимента, регистрация полосы CN оказалась возможной не во всех точках образца. Ранее полосу CN успешно регистрировали и в образцах с на порядок меньшей концентрацией азота [3].

В настоящем исследовании обнаружено, что из анализа режимов монотонной графитизации для различных секторов на поверхности алмаза может быть получена количественная оценка степени разупорядоченности углеродной решетки. Необходим более тщательный выбор параметров эксперимента для получения точной информации о секторном строении кристаллов без потери чувствительности метода (это относилось в данной работе к полосам CN, H, O).

1. В.Ф. Лебедев, К.В. Павлов, А.В. Колядин, *Квантовая электроника*, **48**, № 12. С. 1171-1173, (2018).
2. S.D. Trofimov, S.A. Tarelkin, S.V. Bolshedvorskii et al., *Optical Materials Express*, **10**(1). Pp. 198-207, (2020).
3. В.Ф. Лебедев, Д.В. Булыга, А.В. Колядин, *Письма в Журнал технической физики*, № 9. с. 7-9, (2020).
4. M. Herrmann, B. Matthey, T. Gestrich, *Diamond and Related Materials*, **92**, Pp. 47-52, (2019).
5. V.F. Lebedev, M.K. Rabchinskii, M.S. Kozlyakov et al., *J. Anal. At. Spectrom.*, **33**. Pp. 240-250, (2018).
6. V.F. Lebedev, M.S. Kozlyakov, D.N. Stepanov, *Spectr. Acta Part B*, **137**, Pp. 23-27, (2017).

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ СУБДОПЛЕРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МИНИАТЮРНОГО ОПТИЧЕСКОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ

Михайлов А.М.***, Месензова И.С.**, Игнатович С.М.**,
Бражников Д.В.***, Боудо Р.***

* Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

** Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

*** FEMTO-ST, CNRS, UBFC, ENSMM, Besançon, France

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований субдоплеровской спектроскопии атомов цезия в поле встречных двухчастотных лазерных пучков и её сравнение со стандартной техникой насыщенного поглощения. Результаты исследований важны для создания миниатюрного оптического стандарта частоты нового поколения.

Оптические стандарты частоты (ОСЧ) и основанные на них оптические часы испытывают в настоящее время стремительное развитие. Они находят важные применения в области метрологии и разнообразных фундаментальных исследованиях (см., например, [1, 2]). Такие стандарты также могут быть использованы в качестве источников излучения с высокой стабильностью частоты в создании разнообразных квантовых сенсоров (гравиметров, гироскопов, акселерометров) для использования как в лабораторных, так и полевых условиях. Особой актуальностью обладает направление, связанное с миниатюризацией стандартов частоты. Более того, для решения важных научных и технических задач в космосе такие характеристики стандартов частоты, как малый вес и энергопотребление выходят на первый план. Для таких компактных устройств в иностранной литературе используется термин SWaP (small size, weight and power). Однако до недавнего времени такие миниатюрные стандарты частоты могли быть только микроволновыми, основанными на явлении когерентного пленения населённости (КПН). Миниатюрные КПН-стандарты занимают объём менее 100 см^3 и обладают кратковременной относительной стабильностью частоты в интервале $(0.2 - 10) \times 10^{-11}$ за 1 с усреднения [3-5].

В настоящее время существует два направления, которые привели к демонстрации принципов работы миниатюрных ОСЧ. Одно из них активно развивается на протяжении последних 5 лет в Национальном институте стандартов и технологий (NIST) в США и связано с методом двухфотонной спектроскопии атомов рубидия в микроячейке ($V \sim 5 \text{ мм}^3$). Так, недавно был продемонстрирован прототип таких миниатюрных ОСЧ с объёмом 35 см^3 и относительной стабильностью 2.9×10^{-12} за 1 с [6], что находится на уровне самых лучших микроволновых миниатюрных стандартов.

В нашей работе мы предлагаем альтернативный метод спектроскопии для создания миниатюрных ОСЧ, который основан на субдоплеровской спектроскопии атомов цезия в поле встречных световых пучков [7]. Каждый из этих пучков состоит из двух частотных компонент, разница частот которых совпадает с частотой сверхтонкого расщепления основного состояния цезия ($\approx 9.2 \text{ ГГц}$). Потенциал этого подхода уже был успешно продемонстрирован в нашей работе [8], выполненной совместно с французскими коллегами из FEMTO-ST (г. Безансон, группа под рук. Р. Боудо). Для спектроскопии мы использовали микроячейку такого же объёма, как и в случае с миниатюрным ОСЧ от NIST. При этом, первые же эксперименты показали стабильность частоты нашего образца на уровне 2×10^{-12} за 1 с, что является рекордом среди всех миниатюрных ОСЧ (как оптических, так и микроволновых).

В ходе конференции мы представим результаты экспериментальных и теоретических исследований сравнения различных других известных спектроскопических методов с используемым нами двухчастотным методом. Эти исследования были проведены с использованием DBR лазера с длиной волны генерации 894,6 нм и компактной цезиевой ячейки

с объёмом $\sim 0,1 \text{ см}^3$, изготовленной из боросиликатного стекла. Теоретические результаты будут содержать как численные расчёты для реальной структуры атомных уровней энергии, так и аналитические с использованием теории возмущений и упрощённой трёхуровневой модели атома. Также мы обсудим перспективы развития нашего метода и возможность дальнейшего улучшения кратковременной стабильности разрабатываемого миниатюрного оптического стандарта частоты. Примеры сигналов с фотодетектора приведены на Рис. 1, где пик в центре соответствует обычному резонансу насыщенного поглощения, наблюдаемому на фоне широкого доплеровского контура, тогда как высококонтрастный провал – это субдоплеровский резонанс в поле встречных двухчастотных пучков. Для наблюдений в одночастотном режиме использовался дипольный переход $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ в D_1 линии, а в двухчастотном режиме – переходы $F_g=3,4 \rightarrow F_e=4$, где F_g и F_e есть полные угловые моменты атома в основном и возбуждённом состояниях, соответственно. Центральный провал в сигнале прохождения может использоваться для стабилизации частоты лазера и создания ОСЧ.

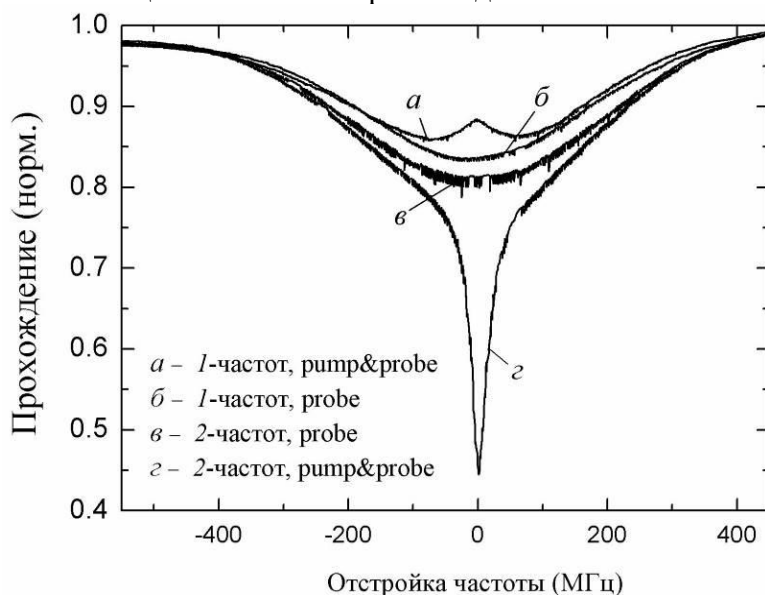


Рисунок. Лазерная спектроскопия атомов цезия при температуре ячейки $58 \text{ }^\circ\text{C}$ в поле: (а) одночастотных встречных пучков с ортогональными линейными поляризациями, (б) одного одночастотного пучка, (в) одного двухчастотного пучка, (г) двухчастотных встречных пучков с ортогональными линейными поляризациями

Численные расчёты параметра качества нелинейных резонансов и эксперименты были выполнены при поддержке РФФ №17-72-20089. Теоретический анализ методов улучшения долговременной стабильности оптической частоты был выполнен в рамках проекта РФФИ № 20-02-00075.

1. Fritz Riehle, *Frequency Standards. Basics and Applications*, WILEY-VCH, (2004).
2. M. Takamoto et al., *Nat. Photonics*, (2020).
3. J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.*, **5**, 031302, (2018).
4. H. Zhang et al., *IEEE J. Solid-State Circuits*, **54**(11), 3135-3148, (2019).
5. М.Н. Скворцов и др., *Квант. электроника*, принято в печать, (2020).
6. V. Maurice et al., e-print arxiv:2003.13172v1, (2020).
7. M. Abdel Hafiz et al., *Optics Letters*, **41**, 2982-2985, (2016).
8. D. Brazhnikov et al., *Phys. Rev. A*, **99**, 062508, (2019).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ВИСМУТАТОВ И КАРБОНАТА СТРОНЦИЯ

Д.С. Штарев, А.В. Штарева

Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН,
Хабаровск, Россия

Исследуются оптические свойства гетероструктур, состоящих из различных висмутатов и карбоната стронция. Показано, что создание таких гетероструктур значительно изменяет их оптические свойства: в зависимости от типа висмутата стронция формируются или полосы дополнительного поглощения, или полосы оптического «просветления».

Висмутаты щелочноземельных металлов в последнее время довольно активно исследуются в качестве фотокатализаторов видимого света. В частности, показано [1, 2], что они могут образовывать новый класс фотокатализаторов видимого света с нетипичной зависимостью положения валентной зоны и зоны проводимости от ширины запрещенной зоны. Недавно было показано [3], что создание гетероструктур на их основе с добавлением определенного количества карбонатов стронция значительно повышает их фотокаталитическую активность. В представленной работе анализируются оптические свойства гетероструктур, состоящих из различных висмутатов и карбоната стронция с различным массовым соотношением компонентов.

Получение гетероструктур осуществлялось в два этапа. На первом этапе, в соответствии с методикой, изложенной в [4], синтезировались чистые висмутаты стронция различного состава: $\text{Sr}_2\text{Bi}_2\text{O}_5$, $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6$ и $\text{Sr}_6\text{Bi}_2\text{O}_{11}$. На втором получались гетероструктуры. Их получение подробно описано в [3]. Таким образом были получены гетероструктуры следующего состава: Были получены гетероструктуры следующего состава: $\text{Sr}_2\text{Bi}_2\text{O}_5/\text{SrCO}_3$, $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$ и $\text{Sr}_6\text{Bi}_2\text{O}_{11}/\text{SrCO}_3$. Оптические свойства гетероструктур исследовались по спектрам диффузного отражения. Для их регистрации использовался спектрофотометр Cary 5000 с внешней интегрирующей сферой DRA2500.

На рис. 1 приведены спектры оптического поглощения всех анализируемых гетероструктур. Видно, что спектры поглощения висмутатов стронция хорошо совпадают с полученными ранее [3]. Карбонат стронция демонстрирует поглощение только в области энергий более 5,3 эВ. Это объясняется тем, что карбонат стронция является широкозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны более 4,6 эВ [5].

Оптические свойства гетероструктур значительно отличаются от оптических свойств чистых соединений.

Для гетероструктуры $\text{Sr}_2\text{Bi}_2\text{O}_5/\text{SrCO}_3$ (рис. 1, а) введение карбоната стронция сопровождается уменьшением поглощения во всем анализируемом спектральном диапазоне (1-6 эВ). Наиболее сильно поглощение уменьшается в области 2,4-3,2 эВ. Увеличение доли карбоната в составе гетероструктуры сопровождается пропорциональным уменьшением поглощения во всем спектральном диапазоне.

Для гетероструктуры $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$ (рис. 1, б), напротив, введение карбоната стронция сопровождается существенным увеличением поглощения в диапазоне 1,2-3,5 эВ. При увеличении доли карбоната в составе этой гетероструктуры, как и в предыдущем случае, наблюдается пропорциональное уменьшение поглощения во всем спектральном диапазоне.

Для гетероструктуры $\text{Sr}_6\text{Bi}_2\text{O}_{11}/\text{SrCO}_3$ (рис. 1, в) в целом повторяется картина, характерная для $\text{Sr}_2\text{Bi}_2\text{O}_5/\text{SrCO}_3$: введение карбоната стронция сопровождается уменьшением поглощения во всем анализируемом спектральном диапазоне (1-6 эВ). Наиболее сильно поглощение уменьшается в области 1-2,5 эВ. Отличительной особенностью данной гетероструктуры является то, что увеличение доли карбоната стронция в ее составе сопровождается нелинейным изменением оптического поглощения.

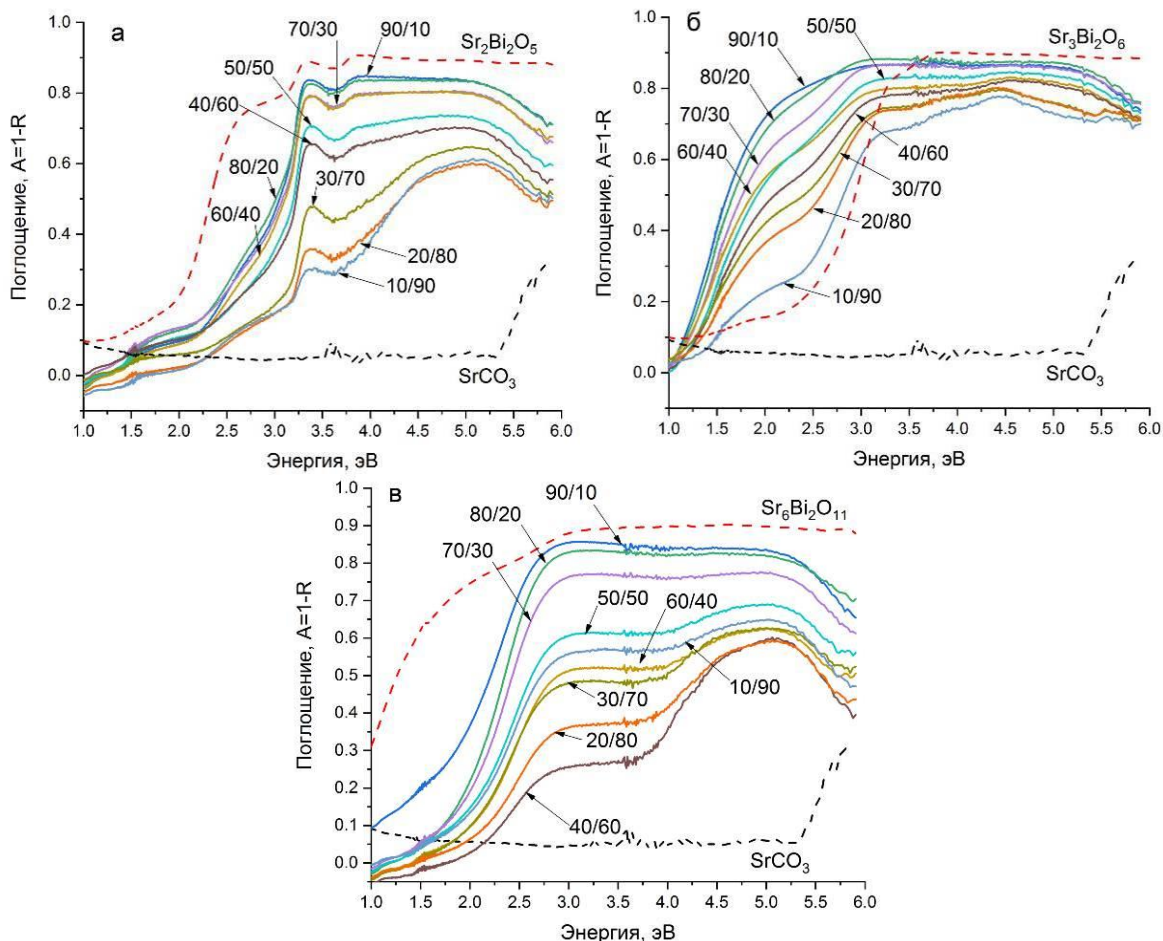


Рисунок. Спектры диффузного отражения чистых висмутатов и карбоната стронция (пунктирные линии), а также гетероструктур на их основе (сплошные линии): (а) – $\text{Sr}_2\text{Bi}_2\text{O}_5/\text{SrCO}_3$, (б) – $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$ и (в) – $\text{Sr}_6\text{Bi}_2\text{O}_{11}/\text{SrCO}_3$. Дробями обозначены массовые доли компонентов в гетероструктурах: числитель – доля висмутата стронция, знаменатель – доля карбоната стронция

Таким образом, видно, что при создании гетероструктур из висмутатов и карбоната стронция происходит значительное изменение их оптические свойства. При этом характер и степень подобного изменения зависит как от типа гетероструктуры, так и от ее состава.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-73-10013).

1. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, V.K. Ryabchuk, A.V. Rudakova, Nick Serpone, *ChemCatChem*, **11**, 3534-3541, (2019).

2. D.S. Shtarev, V.K. Ryabchuk, A.V. Rudakova, A.V. Shtareva, M.S. Molokeev, E.A. Kirichenko, N. Serpone, *ChemCatChem*, (2020), DOI 10.1002/cctc.201902236.

3. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, V.Ju. Mikhailovski, E.O. Nashchochin, *Cat. Tod.*, **335**, pp. 492-501, (2019).

4. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, V.K. Ryabchuk, A.V. Rudakova, P.D. Murzin, M.S. Molokeev, A.V. Koroleva, A.I. Blokh, N. Serpone, *Cat. Tod.*, **340**, 70-85, (2020).

5. K Persson LBNL Materials Project, (2016) / DOI 10.17188/1207458.

ЭФФЕКТЫ ОРИЕНТАЦИОННОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В ПОЛЯРИЗАЦИОННО-РАЗРЕШЕННЫХ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСТЕРЖНЕЙ

Киселев А.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты теоретических исследований влияния ориентационного упорядочения и оптической анизотропии среды на поляризационные свойства наностержней (НС) в многослойной структуре. Используя методы функций Грина и трансфер-матрицы, получено явное решение задачи излучения НС, на основе которого вычислена усредненная матрица когерентности, зависящая от ориентационных параметров порядка и параметров анизотропии излучения НС. Показано, что эти параметры определяющим образом влияют на угловые зависимости поляризационных характеристик, таких как степень линейной поляризации, эллиптичность и поляризационный азимут.

В значительной степени, интерес к полупроводниковым гетеронаноструктурам, известным как квантовые наностержни (НС), обусловлен уникальной комбинацией, зависящих от их геометрии и размеров, свойств поглощения и излучения света [1]. Так, помимо эффектов квантового и диэлектрического конфайнмента [2], эти структуры характеризуются оптической анизотропией поглощения (возбуждения) и линейно поляризованной фотолюминисценцией, которая лежит в основе многочисленных применений НС в качестве высокоэффективных наноизлучателей света.

В этой работе мы исследуем свойства излучения ансамбля НС в пленке оптически анизотропного материала, являющейся частью многослойной структуры, геометрия которой моделирует экспериментальные условия работы [3], где метод фотоориентации использован для управления ориентационным упорядочением НС в пленке жидкокристаллического полимера. Теоретический подход, развитый для изучения влияния ориентационных параметров порядка и оптической анизотропии среды на поляризационные характеристики излучения НС, основан на комбинации метода трансфер-матрицы в алгебраической форме, разработанной в [4, 5], и метода функций Грина. Используя этот подход, мы получаем явное решение задачи излучения НС в анизотропной среде, выраженное через операторы эволюции, и показываем, что усредненная матрица когерентности, помимо ориентационных параметров порядка НС, определяется тензором анизотропии излучения, описывающим анизотропию радиационных свойств НС с учетом эффектов локального поля.

Для параметра анизотропии излучения, полученного из экспериментальных данных [3], мы вычисляем угловые зависимости степени линейной поляризации, параметра Стокса s_1 , эллиптичности и поляризационного азимута при различных значениях параметра порядка.

1. R. Krahné., G. Morello, A. Figuerola, C. George, S. Deka, L. Manna, *Phys. Rep.* **501**, 75 (2011).
2. A. V. Rodina and Al. L. Efros, *JETP* **122**, 554 (2016).
3. T. Du, J. Schneider, A.K. Srivastava, A.S. Susa, V.G. Chigrinov, H.-S. Kwok, and A.L. Rogach, *ACS Nano* **9**, 11049–11055 (2015).
4. A.D. Kiselev, V.G. Chigrinov, *Phys. Rev. E* **90**, 042504 (2014).
5. A.D. Kiselev, R.G. Vovk, R. I. Egorov, V.G. Chigrinov, *Phys. Rev. A* **78**, 033815, (2008).

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ КВАНТОВО-ПОДОБНЫХ КОГНИТИВНЫХ ФЕНОМЕНОВ: НЕКООПЕРАТИВНЫЕ ИГРЫ И НАРУШЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОГО ЗАКОНА ДИЗЬЮНКЦИИ

Павлов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена динамика отклика bf схемы голографии Фурье кольцевой архитектуры при моделировании редуцирования когнитивного диссонанса на логике с исключением. Показано что, радиус корреляционного отклика есть квадратичная мера, дана его зависимость от отношения полуширин спектров амплитуд образов, записанных на голограммах. Определен диапазон, в котором имеет место нарушение классической формулы полной вероятности для дизъюнкции несовместных событий. Приведены результаты численного моделирования, дана их интерпретация применительно к двухшаговым играм, сравнение с данными экспериментов.

В последние годы активировались дискуссии о наличии квантовой природы, явлений и механизмов у мышления, сознания и мозга как их материального носителя [1–3]. Важным стимулом к обсуждению этих вопросов стал успех в применении математики квантовой механики [4, 5] к описанию ряда феноменов, выявленных в экспериментах по принятию решений в условиях неопределенности [6–10].

Вместе с тем применение аппарата квантовой механики к описанию когнитивных феноменов [4, 5] ограничено формально-математическим уровнем абстракции – никаких физических механизмов или явлений, имеющих именно квантовую природу, в [3] не показано и с точки зрения физической обоснованности математической модели вопрос о «квантовости» феноменов остается открытым. Поэтому, исходя из принципа неумножения сущностей, представляется актуальным поиск максимально простых механизмов, дающих результаты, соответствующие данным экспериментов [6–10].

Очевидно, что такие механизмы должны удовлетворять критерию биологической мотивированности. В этой связи представляют интерес голографические механизмы в силу наличия ряда глубоких аналогий на уровне фундаментальных физических явлений интерференции и дифракции, но при строгом учете различия материальной природы волновых процессов, протекающих в биологическом мозгу и оптической схеме.

В [11, 12] показано, что нарушение классической формулы вероятности при конъюнкции независимых событий, часто относимое к категории квантово-подобных феноменов, наблюдается при реализации модели авто-ассоциативной памяти в схеме голографии Фурье, т.е. имеет классические механизмы – здесь работает нелинейность экспозиционных характеристик голографических регистрирующих сред и сенсоров, регистрирующих отклик. В настоящем докладе показано, что нарушение классической формулы полной вероятности при дизъюнкции несовместных событий возникает при моделировании выбора альтернативы на основе логики с исключением, порождаемой bf схемой голографии Фурье, т.е. также имеет вполне классический механизм.

Феномен нарушения классической формулы полной вероятности при дизъюнкции несовместных событий [6–10] был выявлен при статистической обработке результатов ряда игр, например, «Дилемма заключенного», «Игра в кости», «Каникулы после экзаменов» и заключается в том, что в классической теории вероятностей полная вероятность для дизъюнкции событий A и B при известных условных имеет вид

$$\Pr(B_i) = \Pr(B_i | A_{i-1}) \cdot \Pr(A_{i-1}) + \Pr(B_i | B_{i-1}) \cdot \Pr(B_{i-1}), \quad (1)$$

где нижние индексы указывают номер итерации в многошаговых играх. Проблема в том, что согласно (1) полная вероятность может принимать значение только из интервала, ограниченного вероятностями условными, но по результатам экспериментов безусловная оценка устойчиво оказывалась вне этого интервала. Например, для «Дилеммы заключенного», где A – «молчать» и B – «предать», получен порядок:

$$\Pr(B_i|B_{i-1}) > \Pr(B_i|A_{i-1}) > \Pr(B_i). \quad (2)$$

Аналогичные порядки получены и в экспериментах [10–12] – цифры несколько различались, но порядок был также (2). Подход к поиску объяснения феномена в [4, 5], как и в других работах, заключался в принятии условных вероятностей как данностей, вычислении на их основе вероятности безусловной согласно классической формуле (1) и сравнении вычисленного значения с экспериментальными результатами.

Мы изменили взгляд на проблему: искали механизм не выхода полной оценки из интервала $[\Pr(B_i|B_{i-1}), \Pr(B_i|A_{i-1})]$, а формирования условной вероятности $\Pr(B_i|A_{i-1})$, рассматривая задачу выбора альтернатив и $\Pr(B_i|A_{i-1})$ как оценку альтернативы, противоречащей условию. Мы рассмотрели формирование этой оценки на модели логики с исключением, порождаемой $6f$ схемой голографии Фурье, данной на рис. 1.

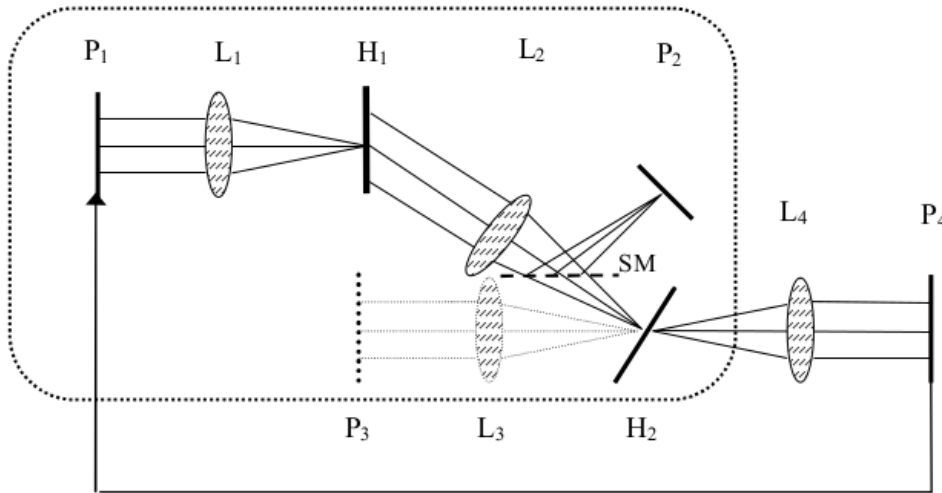


Рис. 1. $6f$ схема голографии Фурье резонансной архитектуры: P_1, P_2, P_3, P_4 – плоскости входная, корреляций, эталона для записи голограммы H_2 и выходная, связанная с входной видеотрактом (стрелка внизу), соответственно, L_1, L_2, L_3, L_4 – фурье-преобразующие линзы, H_1 и H_2 – голограммы Фурье, хранящие альтернативы и расположенные в задних фокальных плоскостях линз L_1 и L_2, L_3 , соответственно, SM – светоделитель, плоский опорный пучок для записи голограммы H_1 не показан

В [4, 5] подчеркнуто, что существенный атрибут в игре «Дилемма заключенного», подлежащий учету в модели – принятие решения на первых итерациях когнитивного диссонанса, возникающего при оценке альтернативы B_i , противоречащей условию A_{i-1} . Для этого схеме рис.1 придан динамический характер замыканием резонатора $P_4 \rightarrow P_1$.

Согласно правилу Борна, вероятность есть квадратичная мера на алгебре событий. При записи голограмм H_1 и H_2 , согласно

$$H_1(v_x, v_y) = F^*(A(x, y)) \cdot F(L(x, y)), \quad (3)$$

$$H_2(\Delta_x, \Delta_y) = F(A(\zeta, \eta)) \cdot C_B^*(\Delta_x, \Delta_y), \quad (4)$$

где F – символ преобразования Фурье, астериск – комплексного сопряжения, L – эталон нижней оценки, C – отклик голограммы H_1 в плоскости P_2 на образ B , радиус корреляции для функций одной переменной и площади корреляции для функций двух переменных есть квадратичная мера, т.е. математически эквивалентен вероятности.

Моделировалось формирование оценок: безусловной $\Pr(B_i)$ и условных $\Pr(B_i|B_{i-1})$, $\Pr(B_i|A_{i-1})$. Безусловная оценка формируется монотонной логикой, порождаемой $4f$ схемой, обведенной на рис. 1 пунктиром на итерации, принятой за нулевую. На первой итерации когнитивного диссонанса – оценка условия о молчании поделщика, на второй – искомая условная оценка $\Pr(B_i|A_{i-1})$ собственного решения «предать».

Образы альтернатив моделировались реализациями стационарного случайного процесса с Гауссовым спектром амплитуд и случайным спектром фаз, нормально распределенным с

дисперсией 2π . Введена мера различия игроком альтернатив – отношение полуширин спектров амплитуд образов, представляющих альтернативы

$$V = \frac{V_{0.606}^A}{V_{0.606}^B}. \quad (5)$$

Исследовалась зависимость радиуса корреляции r меры от оценки (5), результаты даны на рис. 2 для радиуса корреляции образа, хранимого голограммой (3), $r=7$ пкс.

На рис. 3 даны зависимости от (3.1) интересующего нас отношения оценок

$$\Omega(V) = \frac{r(B)}{r(B_2|A_1)} \quad (6)$$

для ряда радиусов корреляции хранимого голограммами (3) и (4) составного образа при $V=20$. Согласно (1), (6) должна быть больше 1, но, на рис.2 и 3. при $V<7$ она меньше.

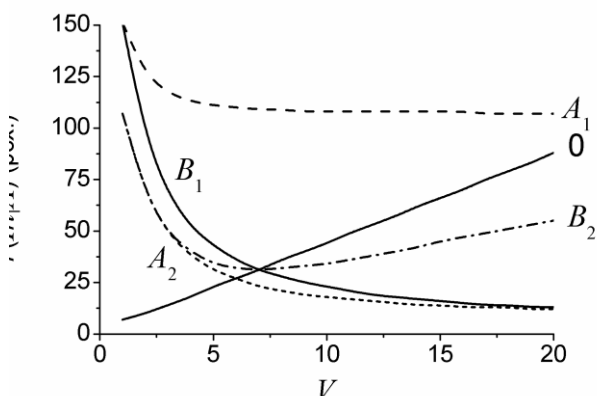


Рис. 2. Зависимости оценок входного образа $In(x,y)$ от V :

0 – безусловной оценки, формируемой 4f схемой;
 A_1, B_1 – условных оценок $r(A_1|A_1)$ и $r(B_1|A_1)$, соответственно, на первой итерации в 6f схеме;
 A_2, B_2 – условных оценок $\mu(A_2|A_1)$ и $\mu(B_2|A_1)$, соответственно, на второй итерации в 6f схеме

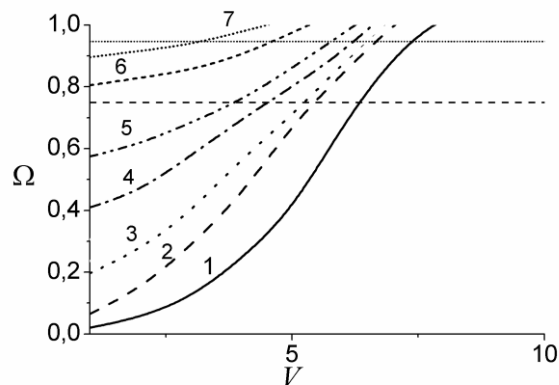


Рис. 3. Зависимости отношения Ω от радиусов АКФ составного образа альтернатив, хранимого голограммами H_1 и H_2 при $V=29$: 1 – $r=9$ пкс., 2 – $r=17$ пкс., 3 – $r=18$ пкс., 4 – $r=27$ пкс., 5 – $r=33$ пкс., 6 – $r=47$ пкс., 7 – $r=61$ пкс.; горизонтальные линии – диапазон экспериментальных значений для «Дилеммы заключенного» [6–10]

Таким образом, из рис.2 и 3 ясно видно, что при $V<7$ имеем искомое отношение условной и безусловной оценок Ω , находящееся в диапазоне экспериментально полученных значений [10–12]. Результат дает вполне классический механизм, не требующий обращения к квантовой физике ни по существу, ни на уровне формализма.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 18-01-00676а.

1. М.Б. Менский *УФН*, **170**, №6, 631–648 (2000).
2. М.Б. Менский *УФН*, **175**, №4, 413–435 (2005).
3. А.М. Жёлтиков *УФН*, Т.**188**, №10, 1119–1128 (2018).
4. E.M. Pothos, J.R. Busemeyer, *Proc. RSBS*, **279**, 2171–2178 (2009).
5. J. R Busemeyer. et al. *Psychol. Rev.*, **118**, 2, 193–218. (2011).
6. A. Tversky, D.Kahneman, . *Psychological Review*, **90**, 4, 293–315 (1983).
7. E. Shafir, A. Tversky, *Cognitive Psychology*, **24**, 449–74 (1992).
8. S. Li., J. Taplin, *J. Chin., Psychol.*, **44**, 25–46 (2002).
9. J.R. Busemeyer, et al. *Proc. 28th Ann. Conf. Cogn. Sc. Soc.*, 131 (2006).
10. E. Hristova , M. Grinberg., *Proc. 30th Ann. Conf. Cogn. Sc. Soc.*,1225-1230 (2008).
11. А.В. Павлов, В.В. Орлов, *Кв. электроника*, **49**, №3, 246–252 (2019).
12. А.В.Павлов, *Кв. электроника*, **49**, №8, 777–778 (2019).

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЭМСИ И УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯМИ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ КУБИТОВ В ЦЕПЯХ БЫСТРОЙ ОДНОКВАНТОВОЙ ЛОГИКИ

Бастракова М.В.*, Клёнов Н.В.***, Ружицкий В.И.***,
Соловьев И.И.***, Сатанин А.М.***

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ),
Нижний Новгород, Россия

** Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова (МГУ),
физический факультет, Москва, Россия

*** Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова (ВНИИА), Москва, Россия

Работа посвящена разработке методов управления состояниями попарно взаимодействующих сверхпроводниковых потоковых кубитов с использованием энергоэффективных устройств быстрой одноквантовой логики. Контроль за состояниями системы производится униполярными импульсами электромагнитных полей, создаваемых флаксонами в джозефсоновских передающих линиях. За счет оптимизации формы управляемых импульсов (флаксонов) и эффективной модификации джозефсоновских передающих линий показано можно осуществить оптимальное управление состояниями кубитов и локализовать систему в требуемом состоянии с эффективностью более 99%. Продемонстрирована возможность наблюдения Рэмси интерференции при возбуждении системы кубитов униполярными немодулированными импульсами.

В настоящее время во многих лабораториях мира ведутся теоретические и экспериментальные исследования базовых элементов вычислительных систем нового поколения – квантовых битов (кубитов) [1]. Одним из перспективных типов кубитов являются сверхпроводниковые кубиты на джозефсоновских переходах [1], благодаря своим макроскопическим размерам они представляют уникальные возможности для изготовления при помощи хорошо развитой и масштабируемой тонкопленочной технологии. Управление состояниями данных кубитов проводится в хорошо развитой и изученной технике Раби [1], однако при данном способе контроля существует ограничение на длительность и амплитуду микроволновых импульсов [2], что ограничивает быстродействие кубитных регистров. В связи с этим в настоящее время обсуждаются различные подходы для ускорения выполнения квантовых операций, одним из таких подходов может быть использование элементной базы энергоэффективной сверхпроводниковой быстрой одноквантовой логики (БОК) для управления и диагностики кубитных регистров [3-4].

В данной работе нами будет изучена возможность замены раби-импульсов на немодулированные импульсы флаксона большой амплитуды для реализации динамического управления простейшим двухкубитным джозефсоновским регистром. Ранее было экспериментально продемонстрирована возможность управления состояниями одним кубитом последовательностью униполярных импульсов [5], а также нами было проведено изучение возможностей данной техники управления, см. подробнее в работах [6-7]. В рамках данного исследования, мы проведем аналогию между результатом воздействия высокочастотных управляющих раби-импульсов и нескольких униполярных импульсов на систему двух взаимодействующих кубитов. Хорошо известно, что пара разнесенных по времени раби-импульсов приводит к образованию интерференционной структуры полос населенностей (*Ramsey fringes*) в функции параметра смещения или интервала между импульсами [8].

Как будет показано, немодулированные импульсы позволяют достичь той же цели и образовать подобную интерференционную структуру, как и в случае двух раби-импульсов, но на существенно меньших временах, что позволяет существенно ускорить квантовые алгоритмы.

Это связано с тем, что уже в процессе действия уединенного униполярного импульса на кубит (или в промежутке между парой импульсов) возникает интерференция двух волн: одна из них распространяется вперед, а другая назад по времени. Новым моментом будет изучение структуры населенностей двухкубитной системы, где образование интерференционной картины (*Ramsey fringes*) носит более сложный характер, поскольку в процессе эволюции происходит интерференция четырех волн с разными частотами. Поскольку частоты зависят от константы связи кубитов, то интерференционные эффекты также зависят от взаимодействия кубитов. Мы также изучим перепутывание состояний кубитов и явление запутанности кубитов, выявим связь запутанности с интерференционными эффектами Рэмси.

Работа выполнена при поддержке программы повышения конкурентоспособности ННГУ.

1. G. Wendin, Rep. Prog. Phys. **80** (10), 106001 (2017).
2. J. Koch et al. Phys. Rev. A **76**, 042319 (2007).
3. D.V. Averin, K. Rabenstein, and V. K. Semenov Rev. B **73**, 094504 (2006).
4. A. Fedorov, A. Shnirman, G. Schoen, A. Kidiyarova-Shevchenko Phys. Rev. B **75**, 224504 (2007).
5. R. McDermott et al., Quantum Sci. Technol. **3**, 024004 (2018).
6. М.В. Бастракова, Н.В.Клёнов, А.М. Сатанин, ФТТ **61**, № 9, С. 1565 (2019).
7. М.В. Денисенко, Н.В. Клёнов, А.М. Сатанин, ЖЭТФ **155**, № 2, 258 (2019).
8. N.F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 695 (1950).

ЭФФЕКТ ХОНГА-У-МАНДЕЛЯ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Лосев А.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Показана теоретическая возможность реализации эффекта Хонга-У-Манделя с помощью ячейки быстрой квантовой памяти на основе ансамбля атомов триподной конфигурации.

Эффект Хонга-У-Манделя [1] представляет собой наглядный пример интерференции волновых функций нескоррелированной пары одиночных фотонов. Реализация данного эффекта с помощью полупрозрачной пластины (BS) строится следующим образом (рис. 1). На каждый из входов полупрозрачной пластины посылаются по однофотонному импульсу $|1\rangle$. Кроме направления распространения импульсы ничем не отличаются. Также важно, чтобы на пластину фотоны прилетели одновременно. В результате смешения однофотонных импульсов и интерференции их волновых функций на выходе из полупрозрачной пластины состояние поля будет иметь следующий вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|20\rangle - |02\rangle). \quad (1)$$

Используя ячейку квантовой памяти, мы получаем такой же результат для состояния поля на выходе (рис. 2) [2]. Однако два однофотонных импульса записываются (и считываются) последовательно друг за другом, то есть в разные моменты времени. На рис. 2 ортогональное направление двух импульсов при записи и считывании выбрано для наглядности и не совпадает с рассматриваемой физической моделью; напротив, импульсы распространяются коллинеарно.



Рис. 1. Эффект Хонга-У-Манделя с помощью полупрозрачной пластины

Рис. 2. Эффект Хонга-У-Манделя с помощью ячейки памяти

В качестве ячейки памяти взято облако атомарного газа щелочного металла, каждый атом которого рассматривается в виде триподной схемы уровней и переходов (рис. 3).

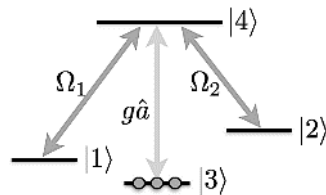


Рис. 3. Триподная схема атомных уровней и переходов

Здесь Ω_1 и Ω_2 – частоты Раби двух классических управляющих полей, с помощью которых последовательно записывают и считывают однофотонные импульсы; \hat{a} – квантованная амплитуда однофотонных импульсов, g – константа связи. Все поля резонансны соответствующим переходам. Перед записью первого импульса среда подготавливается так, чтобы заселенным было только состояние $|3\rangle$.

Для записи первого фотона используется только первое управляющее поле Ω_1 . Таким образом, формируется когерентная суперпозиция состояний $|1\rangle - |3\rangle$. Затем первое

управляющее поле выключают и включают второе Ω_2 , с помощью которого записывают второй фотон. Следовательно, возникает вторая когерентная суперпозиция $|2\rangle - |3\rangle$.

Считывание производят также в два этапа: сперва с помощью комбинации управляющих полей $\Omega_1 + \Omega_2$, а затем с помощью $\Omega_1 - \Omega_2$, то есть включают их в противофазе. Такая процедура формирует состояние считанного поля вида (1).

Эта работа была поддержана РФФИ: гранты № 19-02-00204а и №18-02-00648а.

1. C.K. Hong, Z.Y. Ou, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2044-2046, (1987).
2. A.S. Losev, T.Yu Golubeva, A.D. Manukhova, and Yu.M. Golubev, *Phys. Rev. A*, **102**, 042603, (2020).

ВНУТРЕННЯЯ СИММЕТРИЯ КВАЗИБОЗОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ПРОЦЕССЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

Гайдаш А.А., Киселев А.Д., Козубов А.В., Мирошниченко Г.П.,
Трифанов А.И., Тушавин Г.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Образующие Гамильтониана квантового процесса фазовой модуляции света [1] подчиняются коммутационным соотношениям группы вращений $SU(2)$. Являясь образом отображения Жордана, эти образующие представляются в виде бозонных квадратичных полиномов, что приводит к возникновению нетривиальной структуры инвариантных пространств [2]. Для классификации неприводимых представлений группы вращений используется оператор Казимира [3], однако данного оператора оказывается недостаточно для построения полной классификации инвариантных пространств, ввиду существования кратных неприводимых представлений. Для решения задачи классификации в работе [2] был предложен новый метод построения базиса неприводимых представлений, а также рассмотрена возможность построения обобщающих данный метод операторов. Исследованию свойств данных операторов посвящена настоящая работа.

В настоящей работе мы исследуем свойства описанных выше операторов. Некоторые из полученных операторов демонстрируют поведение связанное с алгеброй Вейля, определяя квазибозоны, в то же время как другие операторы образуют структуру связанную с $SU(2)$ алгеброй, описывающую расслоение подпространство z -проекции момента на обладающие квазиугловым моментом состояния. Также в работе пересмотрен подход к построению самих операторов, расширяющий возможности дальнейшего анализа, а возникающие коэффициенты приведены к полиномиальному виду. Сами же коэффициенты, ввиду специфики действия бозонных операторов и операторов углового момента, поддаются теоретико-числовому анализу, тем самым сильно упрощая практические вычисления.

1. G. Miroshnichenko, A. Kiselev, A. Trifanov, A. Gleim, Algebraic approach to electro-optic modulation of light: Exactly solvable multimode quantum model. *Journal of the Optical Society of America B*. 34. 1177. 10.1364/JOSAB.34.001177.

2. G.V. Tushavin, A.I. Trifanov, E.S. Trifanova and I.A. Shipitsyn, Structure of invariant subspaces of the rotation group image under the Jordan mapping, 2019 Days on Diffraction (DD), St. Petersburg, Russia, 2019, pp. 216-220, doi: 10.1109/DD46733.2019.9016524.

3. I.D. Gelfand, Z. Shapiro, Ya., R.A. Minlos, Representations of the Rotation and Lorentz Groups and Their Applications, The Pergamon Press, Oxford.

ПОЛНОЕ РАЗЛИЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ БЕЛЛОВСКИХ СОСТОЯНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЦЕПЛЕННЫХ НЕРАЗРУШАЮЩИХ И ПОЛУРАЗРУШАЮЩИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Козубов А.В., Гайдаш А.А., Мирошниченко Г.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе впервые представлены два возможных метода детерминированного двухступенчатого полного различения белловских состояний оптических (поляризационных) кубитов с использованием полуразрушающих или сцепленных измерений без разрушения. Основное отличие от предыдущих исследований в этой области состоит в том, что мы не используем гиперсцепленные состояния или представление состояний Белла в качестве сцепленного состояния Гринбера-Хорна-Цейлингера (С-GHZ) для обеспечения различимости. Мы демонстрируем два разных подхода к полному измерению состояния Белла, основанных на разных типах фильтрации.

Запутывание является одним из самых любопытных и волнующих явлений в квантовом мире. Его приложения могут быть найдены в различных областях квантовой теории информации. Он широко используется в следующих смежных областях: описание квантовых каналов, распределение квантовых ключей (QKD) [1], квантовая телепортация [2], плотное кодирование, квантовые повторители и квантовые вычисления. Одной из наиболее ценных особенностей, основанных на сцепленности, является использование состояний Белла. Например, с помощью подобных состояний можно проверить выполнимость неравенств Белла [3]. В свою очередь, одной из важнейших задач, связанных с состояниями Белла, является проблема их однозначного различения.

Для случая поляризационных кубитов, не сцепленных по дополнительной степени свободы, подобное различение является крайне проблематичным. В случае использования только линейных оптических элементов удастся различать только два из четырех состояний. Это обусловлено тем, что фотоны подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. В рамках представленной работы разработаны два подхода к полному различению Белловских состояний, основанных на различных методах фильтрации. В случае сцепленного измерения без разрушения мы разделяем две пары состояний в качестве процесса фильтрации. Подход может быть основан на использовании кубической (керровской) нелинейности и вспомогательной моды. В ходе полуразрушающего измерения два состояния различаются однозначно на первом этапе, и, следовательно, разрушаются, в то время как два других состояния проходят фильтрацию без изменения. Измерение уничтожает однофотонное подпространство в каждой моде и сохраняет суперпозицию нуля и двух фотонов. Это может быть реализовано с помощью дискретного фотодетектирования на основе микрорезонатора с атомами [4]. Такая фильтрация может рассматриваться как квадратичная нелинейность, как и любое измерение.

1. H.K. Lo, M. Curty, Qi B. Measurement-device-independent quantum key distribution //Physical review letters. – 2012. – Т. 108. – №. 13. – p. 130503.

2. С.H. Bennett et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels //Physical review letters. – 1993. – Т. 70. – №. 13. – p. 1895.

3. V.O. Sheremetev, A.S. Rudenko, A.I. Trifanov, Testing Bell inequalities for multi-partite systems with frequency-encoded photonic qubits //Наносистемы: физика, химия, математика. – 2018. – Т. 9. – №. 4.

4. G.P. Miroshnichenko, Discrete photodetection for protocols of linear optical quantum calculations and communications //Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2011. – Т. 112. – №. 6. – pp. 923-931.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВОЙНОГО КВАНТОВОГО ФИЛЬТРА В ЯМР СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ЗАДАЧ

Останин С.А., Зуев В.В., Мокеев М.В.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Институт высокомолекулярных соединений Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

С помощью эксперимента спиновой диффузии ядерного магнитного резонанса с двойной квантовой фильтрацией, произведено направленное изучение фазовой морфологии и измерение размера доменов в разделенных на фазы полиуретановых блок-сополимерах с перфторированными сегментами.

Понимание принципов разделения микрофаз в блок-сополимерах представляет большой интерес для области разработки и совершенствования материалов, сочетающих уникальные термические и механические свойства, которые невозможно реализовать с помощью однокомпонентных систем.

В эксперименте ядерного магнитного резонанса (ЯМР) комбинация двойного квантового (ДК) фильтра, селективно выделяющего сигналы жесткой фазы, с химически специфическим детектированием при вращении под магическим углом, представляется самым прямым и эффективным методом выяснения размера доменов в типичных двухфазных системах, то есть в блок-сополимерах. Эксперимент основан на явлении диффузии намагниченности из жесткой фазы, в объем подвижной фазы [1].

Использование квантовой фильтрации основано на явлении множественных квантовых когерентностей (МКК) включающих в себя суперпозицию спиновых состояний [2]. Они могут быть изучены с достаточной эффективностью в режиме импульсного ЯМР с Фурье-обработкой с применением неселективных двухимпульсных последовательностей, обычно дополняемых π -импульсом в середине задержки между двумя импульсами, чтобы перефокусировать сдвиги и неоднородности.

Генерация МКК требует наличия химической связи со спиновым взаимодействием: скалярным, дипольным или квадрупольным. Спиновая система обычно подготавливается перед генерацией МКК путем дополнительного накопления сигнала. Таким образом, МКК могут использоваться в качестве фильтров, чтобы отличать спектральные отклики связанных спинов от откликов несвязанных спинов. Это обычно приводит к упрощению спектра путем подавления сигналов от изолированных спинов (которые не связаны с другими спинами), а также позволяет идентифицировать партнеров по связи.

Описанными выше методами в данной работе были изучены полиуретановые системы с варьирующимся содержанием перфторированных жестких и подвижных сегментов, которые могут использоваться в качестве защитных покрытий [3]. Полученные данные позволили рассчитать размер доменов, оценить расстояние между ними и оценить параметр степени фазового разделения, а также в целом изучить влияние химического состава синтезированных полиуретанов на фазовую морфологию и молекулярную подвижность.

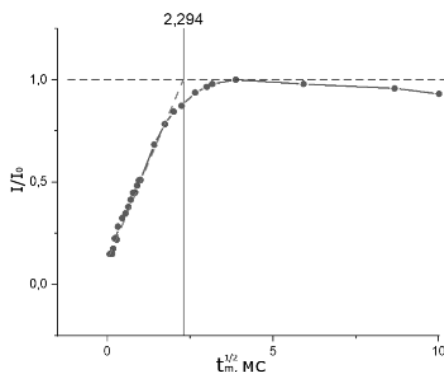


Рисунок. Кривая спин-диффузии образца с 30% фторированного удлинительного сегмента

Ввиду того, что разные фазы полимера обладают различной молекулярной подвижностью, протонный спин-диффузионный метод ЯМР позволил подробно исследовать структуру и фазовую морфологию образцов. По рассчитанным значениям интенсивностей спектров, полученных из спин-диффузионного эксперимента с двойным квантовым фильтром, были построены кривые спин-диффузии. Оценивая вид этой кривой можно рассчитать характерное для всей системы время спин-диффузии. Пример кривой спин-диффузии приведен на рисунке.

С использованием формулы (1) для образцов затем были рассчитаны размеры жесткого домена.

$$d_{\text{жест}} = \frac{(\rho_A^H \varphi_A + \rho_B^H \varphi_B)}{\varphi_A \varphi_B} \times \frac{4\varepsilon \varphi_B}{\sqrt{\pi}} \times \frac{\sqrt{D_A D_B}}{\rho_A^H \sqrt{D_A} + \rho_B^H \sqrt{D_B}} \times \sqrt{t_m^{s,0}}, \quad (1)$$

где:

- φ_A и φ_B – объемная доля подвижной фазы А и жесткой фазы В;
- ρ_A^H и ρ_B^H – протонная плотность подвижной фазы А и жесткой фазы В;
- D_A и D_B – коэффициенты спин-диффузии подвижной фазы А и жесткой фазы В;
- ε – размерность структурных доменов
- $t_m^{s,0}$ – время спин-диффузии

Рассчитанные значения времени спин диффузии и размера доменов приведены в таблице.

Таблица. Состав синтезированных образцов и измеренные значения времени спиновой диффузии и размеров жесткого доменов

Наименование образца	ПЭГ, %	ФПЭГ, %	Бисфенол А, %	Бисфенол АФ, %	Т, см	D, жест
F-1	-	100	-	-	4,28	0,34
H-1	100	-	-	-	4,30	2,25
F-2	-	-	-	100	1,68	16,76
H-2	-	-	100	-	1,64	27,04
F-3	70	-	-	30	2,30	2,83
H-3	70	-	30	-	1,77	2,35

Было определено, что время спиновой диффузии в первую очередь зависит от содержания жесткого удлинителя цепи. При сходном времени спин-диффузии образцы F-1 и H-1 значительно различаются размерами жесткого домена, что может быть объяснено образованием псевдокристаллической структуры в образце H-1. Кристаллизация также определяет высокие значения жесткого домена для образцов F-2 и H-2.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №20-03-00034.

1. K. Saalwachter, Y. Thomann, A. Hasenhindl, H. Schneider, *Macromolecules.*, **41**, №23, 9187-9191, (2008).
2. N. Chandrakumar, *Annual Reports on NMR Spectroscopy.*, **67**, 265-329, (2009).
3. X. Wang, J. Hu, Y. Li, J. Zhang, Y. Ding, *Journal of Fluorine Chemistry*, **176**, 14-19, (2015).

РЕЗОНАНСЫ ЭИП/ЭИА В СВЕТОВОМ ПОЛЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН

Коваленко Д.В.***, Басалаев М.Ю.***, Юдин В.И.***, Тайченачев А.В.***

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

**Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

***Новосибирский государственный технический университет,
Новосибирск, Россия

Для сильного двухчастотного светового поля в конфигурации из двух коллинеарных волн с произвольными эллиптическими поляризациями проведено теоретическое обобщение ранее установленной в рамках теории возмущений классификации циклических дипольных переходов по отношению к направлению сверхузкого резонанса.

В современной лазерной спектроскопии большой интерес вызывают нелинейные интерференционные эффекты, основанные на атомной когерентности. Примером таких эффектов являются резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности (ЭИП) [1] и абсорбции (ЭИА) [2]. Первый тип резонанса связан с явлением когерентного пленения населенностей (КПН) [3], когда электромагнитное поле перестает взаимодействовать с атомной средой; при этом формируется долгоживущее когерентное (темное) состояние и наблюдается сверхузкий провал в сигнале поглощения. В свою очередь, физической причиной резонанса ЭИА, обратного по знаку резонансу ЭИП, является спонтанный перенос анизотропии (включая низкочастотную зеемановскую когерентность) из возбужденного состояния атома в основное [4]. Главной особенностью таких резонансов является их ширина, которая может быть намного меньше естественной и достигать сотен и единиц герц [5, 6]. Благодаря этому они находят множество значимых приложений в области квантовой метрологии, нелинейной оптики, оптических коммуникаций, и др.

В настоящее время, благодаря различным экспериментальным и теоретическим исследованиям сложилась следующая классификация дипольных переходов атомов по знаку резонанса (ЭИП или ЭИА) в режиме слабого насыщения атомного перехода. “Темными” являются переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F$ и $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$ (где F_g и F_e есть полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях соответственно), на которых наблюдаются резонансы ЭИП. В свою очередь, “яркие” переходы – это переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$, на которых формируются ЭИА. В частности, в работе [7] эта классификация была теоретически обоснована в рамках теории возмущений для двухчастотной конфигурации поля, составленной из двух сонаправленных волн с произвольными эллиптическими поляризациями.

В настоящей работе, мы обобщаем полученные в публикации [7] результаты на случай сильного поля, когда теория возмущений неприменима. Для этого нами рассматривается модель атомной среды с переносом анизотропии и без неё. Было показано, что эту задачу можно свести к уравнениям на матрицу плотности с коэффициентами, периодически зависящими от времени. Применяя метод построения динамического стационарного состояния [8], мы рассчитали периодический сигнал поглощения для различных параметров светового поля и значений угловых моментов F_g и F_e . В результате, мы подтвердили ранее сложившуюся классификацию замкнутых дипольных переходов по знаку сверхузкого резонанса вне зависимости от интенсивностей световых волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов № 19-32-90181 и № 20-02-00505, гранта Президента Российской Федерации (МК-161.2020.2) и фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 19-1-1-67-2).

1. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, *Nuovo Cim. B*, **36**, 5-20, (1976).
2. A.M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, *Phys. Rev. A*, **57**, 2996-3002, (1998).
3. E. Arimondo and G. Orriols, *Lett. Nuovo Cim.*, **17**, 333-338, (1976).
4. A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, and V.I. Yudin, *Phys. Rev. A*, **61**, 011802, (1999).
5. M.V. Balabas et al, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 070801, (2010).
6. H.J. Lee and H.S. Moon, *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2301-2305, (2013).
7. Д.Б. Лазебный и др., *ЖЭТФ*, **148**, 1068-1085, (2015).
8. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaeв, *Phys. Rev. A*, **93**, 013820, (2016).

ФОРМИРОВАНИЕ $N00N$ -СОСТОЯНИЙ СВЯЗАННЫХ СОЛИТОНОВ БЭК В W -ПОТЕНЦИАЛЕ

Царёв Д.В., Нго В.Т., Алджанц А.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

На основе полностью квантового подхода изучено формирование максимально-запутанных состояний солитонов БЭК в W -потенциале. Получены условия перехода основного состояния БЭК от атомно-когерентного к $N00N$ -состоянию. Полученные результаты имеют важное прикладное значение для квантовой метрологии.

Квантовая метрология – наука об измерении физических величин с точностью на уровне фундаментальных квантовых ограничений получила существенное развитие в последние годы. Классическая метрология, основанная на интерферометрии с когерентным начальным квантовым состоянием принципиально ограничена в своей точности стандартным квантовым пределом (СКП), $\sigma \propto N^{-1/2}$, где N – число частиц, участвующих в измерении. Квантовая метрология предлагает использовать неклассические сжатые или запутанные состояния для преодоления этого предела. Особое место среди таких состояний занимают т.н. $N00N$ -состояния – N -частичные состояния, максимально запутанные по пространству. Было показано, что такие состояния позволяют не только преодолеть СКП, но и достичь предел Гейзенберга, $\sigma \propto N^{-1}$ [1], а также преодолеть его методами нелинейной квантовой метрологии [2-5]. Проблема заключается в сложности получения многочастичных $N00N$ -состояний, так на сегодняшний день в оптике были получены лишь $N00N$ -состояния с $N = 2$.

В наших предыдущих работах [3-5] было показано, что материально-волновые солитоны БЭК, помещенного в W -потенциал, формируемый двумя сигарообразными ловушками, способны формировать $N00N$ -состояния с $N \sim 10^2 - 10^4$, что открывает широкие перспективы применения таких состояний в квантовой метрологии. До сих пор такие солитонные состояния изучались лишь полуклассически, вариационным методом, что, однако, позволило продемонстрировать ряд их выдающихся свойств. Следующим шагом является переход к полностью квантовой модели для изучения сугубо квантовых свойств системы.

Исследуется система из двух одномерных солитонов, описываемых волновыми функциями вида

$$\Psi_j = \frac{N_j \sqrt{u}}{2} \operatorname{sech} \left[\frac{N_j u}{2} x \right] e^{i\theta_j}, \quad (1)$$

где u – коэффициент нелинейного взаимодействия частиц, N_j и θ_j – населенность (амплитуда) и фаза j -го солитона. Волновые функции (1) нормированы на число частиц $N = N_1 + N_2$, где $\int (|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2) dx = N$. Вследствие асимметрии ловушек распределение БЭК в направлениях OY и OZ пренебрегается, при этом перекрытие волновых функций солитонов в этих направлениях описывается эффективным коэффициентом K – скоростью туннельного обмена между солитонами. Полуклассический Гамильтониан такой системы, полученный ранее в [3-5] может быть записан следующим образом:

$$H = \kappa N \left(-\frac{\Lambda}{2} z^2 + (1 + 0.21z^2) \sqrt{1 - z^2} \cos[\theta] \sqrt{1 - z^2} \right), \quad (2)$$

где $z = (N_2 - N_1)/N$ и $\theta = \theta_2 - \theta_1$ – разности населенностей и фаз солитонов; $\Lambda = u^2 N^2 / 16\kappa$.

Квантование Гамильтониана (2) осуществляется заменой средних величин операторами $\hat{N}_j = \hat{a}_j^+ \hat{a}_j$, причём $\hat{a}_1 = \sqrt{N/2} \sqrt{1 - \hat{z}^2} e^{i\hat{\theta}/2}$; $\hat{a}_2 = \sqrt{N/2} \sqrt{1 + \hat{z}^2} e^{-i\hat{\theta}/2}$. После соответствующих преобразований Гамильтониана (2) окончательно получим искомый квантовый Гамильтониан:

$$\hat{H} = \kappa N \left(-\frac{\Lambda}{2} \hat{z}^2 + \sum_{k=1}^{\infty} C_{0.5}^k (-1)^k (1 + 0.21 \hat{z}^2) (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2 + \hat{a}_2^+ \hat{a}_1) \hat{z}^{k2} + \text{Э.С.} \right), \quad (3)$$

где $C_{0.5}^k$ – коэффициент биномиального разложения последнего множителя (2) в бесконечный ряд.

Спектр Гамильтониана (3) был исследован с помощью численного моделирования в среде MATLAB. В частности, были получены основные состояния (3) при различных Λ . Для этого использовался базис состояний Фока

$$|\Psi\rangle = \sum_{n=0}^N A_n |N-n\rangle_1 |n\rangle_2 \equiv \sum_{n=0}^N A_n |N-n, n\rangle. \quad (4)$$

Теперь можно получить уравнения динамики для амплитуд мод виде:

$$i \frac{\partial}{\partial t} A_n = \langle N-n, n | \hat{H} | \Psi \rangle. \quad (5)$$

Подставляя (3) и (4) в (5) получим систему из $N + 1$ уравнений динамики

$$i \frac{\partial}{\partial t} A_n = \alpha_n A_n + \beta_n A_{n+1} + \beta_{n-1} A_{n-1}, \quad (6)$$

где

$$\alpha_n = -\frac{\Lambda}{2} \left(\frac{2n}{N} - 1 \right)^2; \quad (7)$$

$$\beta_n = \frac{1}{N^2} \left[1 - 0.21 \left(\frac{2n}{N} - 1 \right)^2 \right] (n+1) \sqrt{(N-n)(N-n-1)} +$$

$$+ \frac{1}{N^2} \left[1 - 0.21 \left(\frac{2(n+1)}{N} - 1 \right)^2 \right] (N-n) \sqrt{n(n+1)}. \quad (8)$$

На рис. 1 и рис. 2 изображены результаты моделирования уравнений (6)-(8), распределение вероятностей $|A_n|^2$ при различных Λ и $N = 50$. Видно, что при малых Λ (при $\Lambda < 2$, если быть точным) распределение мод имеет Гауссову форму, что имеет место для атомно-когерентных состояний (Рис. 1). С другой стороны, при $\Lambda > 2$ распределение имеет лишь два ярко выраженных пика по краям (рис. 2).

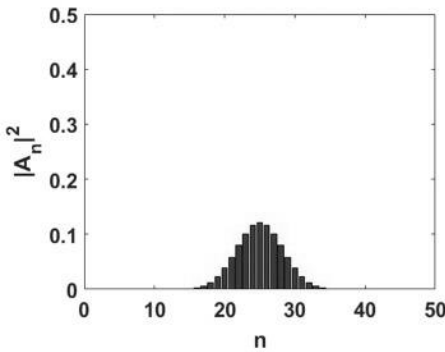


Рис. 1. Основное состояние при $\Lambda = 1$

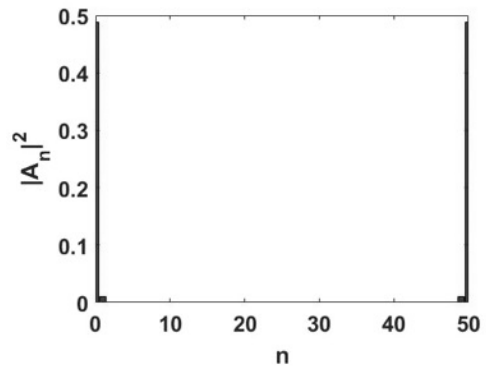


Рис. 2. Основное состояние при $\Lambda = 3$

Это можно трактовать следующим образом. После проведения измерения N_1 и N_2 с равной вероятностью будет обнаружено, что $N_1 = N$ и $N_2 = 0$ ($n=0$), либо $N_1 = 0$ и $N_2 = N$ ($n=N$), что соответствует $N00N$ -состояниям. В данном случае $\Lambda = 2$ оказывается критическим значением, при котором осуществляется переход от атомно-когерентного основного состояния конденсата к $N00N$ -состоянию. Важно отметить, что $N = 50$ было выбрано исключительно для наглядности рисунков, число частиц в данном случае ограничено лишь устойчивостью солитонов и вполне может достигать значений $N \sim 10^3 - 10^4$.

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-52-52012.

1. J.P. Dowling, *Contemporary physics*, **49**, 125-143, (2008).
2. L. Pezzé, A. Smerzi, *Physical review letters*, **100**, 073601, (2008).
3. D.V. Tsarev, S.M. Arakelyan, Y. Chuang, R.-K. Lee, A.P. Alodjants, *Optics Express*, **26**, 19583-19595, (2018).
4. D.V. Tsarev, T.V. Ngo, R.-K. Lee, A.P. Alodjants, *New Journal of Physics*, **21**, 083041, (2019).
5. Д.В. Царёв, Т.В. Нго, А.П. Алоджанц, *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, **84**, 332-335, (2020).

SEMICLASSICAL AND NUMERICAL APPROACHES FOR EXCITONIC SPECTRUM OF COULOMB COUPLING BETWEEN TWO DIRAC ELECTRON-HOLE PARTICLES

Zalipaev V., Kuydin V., Gulevich D.
ITMO University, St. Petersburg, Russia

In this paper we present a theoretical analysis of the energy spectrum of excitonic states in the transition metal dichalcogenide (TMD) monolayer. Two-dimensional atomically thin graphene-type materials such as TMD monolayers (MoS₂, MoSe₂, WS₂, WSe₂, ...) with the stoichiometric formula MX₂, where M represents a transition metal, like Mo or W, and X stands for a chalcogenide (S, Se, or Te), are still very popular in quantum electronics of solid body. This is due to the fact that they display new fundamental physical properties that are expected to be important for future applications in electronics and optics with the emphasis in optoelectronics and photodetection, where optical absorption plays a central role. It is therefore of utmost importance to understand the dominating optical absorption mechanism in 2D TMDs, which has strong excitonic character. In contrast to graphene, which has a gapless and linear spectrum, the inversion symmetry breaking in TMD monolayers leads to the formation of a direct band gap. Furthermore, only a few theoretical works describing the excitonic absorption spectrum of these materials were published recently (see for example the papers [1], [2], [3]). It is worth to mention that in [2] a rigorous approach of separation of variables was developed for the pure Coulomb potential whereas the finite element analysis in [3] was applied to the case of the screened Coulomb potential - the Keldysh potential.

Moreover, it was understood that for ultra thin semiconductors the dielectric environment plays a crucial role and influences the effective strength of the Coulomb potentials inside a semiconductor layer (see [3]). Such long-range interactions become stronger as the thickness of the semiconductor layer decreases, which allows the formation of tightly bound excitons (electron-hole pairs). This enhanced Coulomb interaction leads to exciton binding energies of the order 0.5-1 eV in TMD monolayers which, are 1-2 orders of magnitude larger than excitons in typical semiconductors. Recent photo-luminescence experiments in TMD monolayers confirmed the existence of excitonic states that are localized in the band gap. An exciton is a bound state of an electron and a hole which are attracted to each other by the Coulomb force. The electron-hole pair in 2D semiconductors has usually been described as a 2D hydrogenlike system with the reduced mass. However, as it was discovered the exciton spectrum in 2D TMDs does not resemble the conventional Rydberg serie. In our paper the properties of energy spectrum of excitons in TMD monolayer are investigated using a multiband model. The starting point of our analysis is the excitonic Hamiltonian constructed in [3]. In this multiband model we use the excitonic Hamiltonian in the product base of the Dirac single-particle states at the conduction and valence band edges constructed in the paper [3]. This includes the effect of spin-orbit coupling. Following the separation of variables with respect to the polar coordinates we decouple the corresponding energy eigenvalue system of the first order ODE radial equations rigorously and solve the resulting the second order ODE self-consistently, using the finite difference method. Thus we determine the energy eigenvalues of the discrete excitonic spectrum and the corresponding wave eigenfunctions. We also developed WKB approach to solve the same spectral problem in the semiclassical approximation for the resulting ODE in the case of the Keldysh potential application. We compare the results for the energy spectrum and the corresponding eigen-functions forms for WS₂ and WSe₂ obtained by means of both methods and demonstrate a very good agreement between them. Similar to [2], [3], we also compare our results for the energy spectrum with other theoretical works for excitonic states, and with available experimental data.

1. O.L. Berman, R.Y. Kezerashvili, K. Ziegler, Coupling of two Dirac particles. Phys. Rev. A, 87(1), 042513, (2016).

2. M. Trushin, M.O. Goerbig, W. Belzig, Optical absorption by Dirac excitons in single-layer transition-metal dichalcogenides. Phys. Rev. B, 94(1), 041301(R), (2016).

3. M. Van der Donck, M. Zarenia, and F.M. Peeters, Excitons and trions in monolayer transition metal dichalcogenides: A comparative study between the multiband model and the quadratic single-band model. Phys. Rev. B, 96(1), 035131, 12, (2017).

ДИНАМИКА СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ КВАНТОВО-ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ПРОЦЕССЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

Гайдаш А.А., Киселев А.Д., Козубов А.В.,
Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И., Тушавин Г.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследуется эволюция сжатого состояния квантового оптического сигнала в процессе его фазовой модуляции. Для случаев приготовления падающего сигнала в одно- и двумодовом сжатом состоянии получены аналитические оценки статистических свойств коллективного квантового состояния подансамбля выделенных мод.

Исследование процессов преобразования спектральных и статистических свойств многомодовых квантово-оптических сигналов имеет важное прикладное значение в связи с использованием таких сигналов в системах квантовых коммуникаций и криптографии [1]. Данное преобразование реализуется в основном в фазовых модуляторах (ФМ), полуклассическая и квантовая теория которых были предложены в работах [2, 3]. Прямое применение классической теории линейного электрооптического эффекта (который лежит в основе функционирования ФМ) к описанию квантовой динамики электромагнитного поля приводит к ряду проблем, связанных с унитарностью преобразований его квантовых состояний. На основе модели, предложенной в работе [3] были получены результаты, относящиеся к использованию ФМ для решения прикладных и фундаментальных задач квантовой оптики. В частности, была исследована динамика поляризационных состояний света в процессе ФМ [4], а также проведен анализ информационных характеристик фазомодулированных слабых когерентных состояний [5, 6].

В настоящей работе мы исследуем преобразование сжатого квантового состояния одномодового и двумодового оптических сигналов в процессе фазовой модуляции. В рамках полуклассической модели ФМ получены оценки статистических свойств отдельных мод и модовых подансамблей спектра сигнала. В частности, получены аналитические выражения для эволюции редуцированной матрицы плотности одной (центральной) моды спектра, а также двух симметричных мод-спутников. Показано, что при модуляции сжатого вакуума весь спектр модулируемого сигнала находится в перепутанном состоянии. Получены оценки степени сжатия для каждой моды спектра, а также для степени сжатия симметричных относительно центральной моды частотных составляющих оптического сигнала. Результаты, полученные в работе позволяют использовать сжатые модулированные состояния света в системах квантового распределения ключей и различных интерферометрических приложениях.

1. H.-H. Lu, et al., *Phys. Rev. Lett.*, 120, 030502 (2018).
2. J. Capmany, C.R. Fernandez-Pousa, *Laser Photonics Rev.*, Vol. 5(6), pp. 750–772, (2011).
3. G.P. Miroshnichenko, et al., *JOSA B*, 34 (7), 061177-14, (2017).
4. G.P. Miroshnichenko., et al., *Proceedings of International Conference “Days on Diffraction 2017”*, p. 315-318.
5. G.P. Miroshnichenko, et al., *Optics express.* – 2018. – Т. 26. – №. 9. – С. 11292-11308.
6. A. Gaidash, A. Kozubov, G. Miroshnichenko, *JOSA B.* – 2019. – Т. 36. – №. 3. – С. B16-B19.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОБСТВЕННОГО ШУМА УСИЛИТЕЛЯ ЯРКОСТИ БИСТАТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО МОНИТОРА

Васнев Н.А., Тригуб М.В.* , Торгаев С.Н.* **

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

*Томский политехнический университет, Томск, Россия

**Томский государственный университет, Томск, Россия

Рассчитаны доплеровское и столкновительное уширения для активной среды на самоограниченных переходах атомов меди. Определена энергия собственного шума среды. Сформулированы требования к входному сигналу.

Активные среды на самоограниченных переходах атомов металлов используются для решения ряда научных и технических задач. Такие среды часто применяются в качестве квантовых усилителей – устройств, которые усиливают электромагнитные волны за счет вынужденного излучения. В частном случае входным сигналом квантового усилителя может являться оптическое изображение, сформированное спонтанным или вынужденным излучением и оптическими элементами, например, линзой. Прохождение данного сигнала через среду квантового усилителя приводит к увеличению его яркости. Данный эффект лежит в основе устройства, получившего название лазерный монитор. Назначением этих устройств является неразрушающий контроль процессов, протекающих с высокой скоростью в условиях яркого фонового излучения. Типичными примерами таких процессов являются обработка микрообъектов, модификация поверхностей с целью улучшения их характеристик, получение новых наноматериалов и сварка [1, 2].

Отдельное внимание уделяется лазерным мониторам с двумя активными элементами – в этом случае изображение формируется вынужденным излучением источника подсветки, а его яркость увеличивается в активной среде квантового усилителя. Такую конфигурацию называют бистатическим лазерным монитором. В работах [3-5] показано, что для бистатического лазерного монитора дистанция визуализации составляет не менее 15 м, область зрения по сравнению с моностатическим монитором может быть увеличена в несколько раз (минимум в 1,4 раза, в зависимости от построения оптической системы), а пространственное разрешение на дистанции в 2 м составляет не менее 100 мкм.

Одним из ключевых отличий бистатического лазерного монитора от моностатического является независимая регулировка энергии входного сигнала и усилительной характеристики. Данный факт вызывает интерес детальных исследований характеристик усилителя яркости.

Целью работы является теоретическая оценка чувствительности усилителя яркости. Под чувствительностью в данном случае следует понимать пороговое значение мощности или энергии входного сигнала, которое возможно усилить активной средой квантового усилителя.

Расчет производился для квантового усилителя яркости реализованной экспериментальной установки. Установка представляет собой бистатический лазерный монитор с двумя лазерными активными элементами на парах бромида меди. Лазерное излучение формируется на спектральных линиях 510,6 нм и 578,2 нм. Газоразрядная трубка (ГРТ) усилителя яркости изготовлена из кварцевого стекла с длиной активной зоны 40 см и диаметром 2 см. Активный объем трубки заполнялся неоном, используемым в качестве буферного газа. Частота следования импульсов (ЧСИ) накачки определяется типом используемого источника питания. Для тиратронных источников накачки ЧСИ варьируется, как правило, в диапазоне от 10 кГц до 18 кГц. В случае полупроводниковых источников на базе транзисторов IRG4PH50UD ЧСИ может быть увеличена минимум до 25 кГц. В связи с этим будем производить расчет для ЧСИ от 10 кГц до 25 кГц.

Для оценки собственного шума усилителя яркости будем оперировать подходами, изложенными в работе [6]. Доплеровское уширение по полувысоте для каждой спектральной линии ($\lambda_1=510,6$ нм; $\lambda_2=578,2$ нм) определяется следующим образом:

$$\Delta\lambda_{1,2 D} = \frac{\lambda_{1,2} \cdot \Delta v_{1,2 D}}{v_{1,2}} \quad (1)$$

Чтобы найти $\Delta v_{1,2 D}$ будем использовать формулу:

$$\Delta v_{1,2 D} = 7,2 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{c}{\lambda_{1,2}} \cdot \sqrt{\frac{T}{m_{a_Cu}}}, \quad (2)$$

где T – средняя температура газа для активной среды на парах бромида меди (2000 К); m_{a_Cu} – атомная масса меди, которая составляет 63,55 а.е.м. Из соотношений (1) и (2) получим доплеровское уширение для каждой спектральной линии: $\Delta \lambda_{1 D} = 2,051$ пм и $\Delta \lambda_{2 D} = 2,322$ пм.

Далее следует определить столкновительное уширение:

$$\Delta \lambda_{1,2 S} = \frac{\lambda_{1,2} \cdot \Delta v_S}{v_{1,2}}. \quad (3)$$

Для этого найдем компоненту Δv_S :

$$\Delta v_S = \frac{8 \cdot P_{Ne} \cdot \sigma}{\pi \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot k \cdot T \cdot m_{Cu,Ne}}. \quad (4)$$

Формула (4) содержит такие компоненты, как давление буферного газа P_{Ne} (30 торр), столкновительное сечение σ ($1,05 \cdot 10^{-13}$ мм²) и приведенную массу атомов меди и неона $m_{Cu,Ne}$ ($2,54 \cdot 10^{-26}$ кг). Используя соотношения (4) и (3) можно определить столкновительное уширение для каждой спектральной линии: $\Delta \lambda_{1 S} = 0,0140$ пм; $\Delta \lambda_{2 S} = 0,0179$ пм.

Определив доплеровское и столкновительное уширение, воспользуемся функцией расчета профиля Фойгта, которая учитывает их общий вклад:

$$G(\lambda) = \frac{\Delta v_{1,2 S}}{\Delta v_{1,2 D} \cdot \pi^{3/2}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-z^2}}{\left(\frac{\Delta v_{1,2 S}}{\Delta v_{1,2 D}} \cdot \sqrt{\ln(2)}\right)^2 + \left(\frac{c - v_{1,2}}{\Delta v_{1,2 D}} \cdot 2 \cdot \sqrt{\ln(2)} - z\right)^2} dz \quad (5)$$

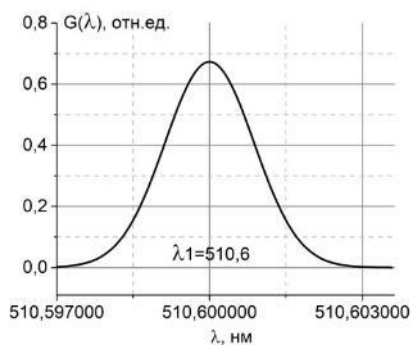
Воспользовавшись функцией (5) строим профили уширения для каждой спектральной линии (рис.). Уширение по полувысоте составило $\Delta \lambda_1 = 2,04$ пм и $\Delta \lambda_2 = 2,32$ пм, что практически соответствует рассчитанным ранее значениям.

Для оценки энергии собственного шума активного элемента была использована формула, которая учитывает геометрию ГРТ (длина l), а также изменение времени инверсной населенности ($\tau_{инв}$) и диаметра лазерного пучка (d) от ЧСИ:

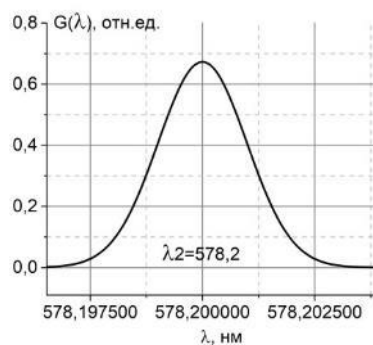
$$E_{имп}(f) = h \cdot v_{1,2} \cdot \Delta v_{1,2} \cdot \left(\frac{(d(f))^2}{\lambda_{1,2 D} \cdot l}\right)^2 \cdot \tau_{инв}(f). \quad (6)$$

Результат расчета показывает, что энергия шума ($E_{имп}$) уменьшается при увеличении ЧСИ. При ЧСИ=10 кГц энергия составила 18,98 пДж и 11,44 пДж для спектральных линий λ_1 и λ_2 , соответственно, а при увеличении ЧСИ до 25 кГц эти цифры снизились до 12,07 пДж и 7,34 пДж.

Таким образом, были определены профили уширения для длин волн 510,6 нм и 578,2 нм. Доплеровское уширение составило $\Delta \lambda_{1 D} = 2,051$ пм и $\Delta \lambda_{2 D} = 2,322$ пм. Столкновительное уширение получилось существенно меньше: $\Delta \lambda_{1 S} = 0,0140$ пм и $\Delta \lambda_{2 S} = 0,0179$ пм. Вероятней всего такая разница связана с относительно малым давлением буферного газа. Полезный сигнал должен превышать шум не менее, чем в 2 раза. Это означает, что при ЧСИ=10 кГц энергия входного сигнала с длиной волны 510,6 нм должна быть выше 37,96 пДж, а при ЧСИ=25 кГц – выше 24,14 пДж. По аналогии определяется и энергия входного сигнала с длиной волны 578,2 нм. Дальнейшая работа предполагает проверку сформулированных выводов на практике.



а)



б)

Рисунок. Профили уширения спектральных линий усиления активной среды на парах бромида меди на длине волны: а) 510,6 нм (зеленая линия); б) 578,2 нм (желтая линия)

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта № 19-38-90042.

1. G.S. Evtushenko, *Methods and Instruments for Visual and Optical Diagnostics of Objects and Fast Processes*. Nova Science Publishers Inc, 2018. 184 p.

2. M.V. Trigub, V.V. Platonov, K.V. Fedorov, V.V. Osipov, CuBr laser for nanopowder production visualization // *Atmospheric and Oceanic Optics*. – 2016 – 29(4). P. 376-380.

3. Н.А. Васнев, М.В. Тригуб, Г.С. Евтушенко, Особенности работы усилителя яркости на парах бромида меди в схеме бистатического лазерного монитора. // *Оптика атмосферы и океана*. 2019. Т. 32. № 03. С. 247–253.

4. Н.А. Васнев, Визуализация объектов с помощью моностатической и бистатической схемы лазерного монитора. Сборник тезисов, материалы Двадцать пятой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-25, Крым): материалы конференции, тезисы докладов: В 1 т. Т.1 – Екатеринбург – Ростов-на-Дону-Крым: издательство АСФ России, 2019. С. 266-267.

5. М.В. Тригуб., С.Н. Торгаев, Г.С. Евтушенко., В.О. Троицкий, Д.В. Шиянов, Бистатический лазерный монитор // *Письма в журнал технической физики*. - 2016 - Т. 42. - Вып. 12. - С. 51-56.

6. Г.Г. Петраш, Усилители яркости для оптических приборов // *Вестн. АН СССР*. – 1982. – № 2. – С. 66.

ФОТОН И НЕЙТРИНО

Черницкий А.А.

Санкт-Петербургский Химико-Фармацевтический Университет,
Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются в сравнении наблюдаемые экспериментально характеристики фотона и нейтрино. Обсуждается описание этих частиц солитонными решениями нелинейной полевой модели экстремальной пространственно-временной плёнки. Приведены аргументы в пользу такого описания. Обсуждается перспектива использования нейтрино в качестве переносчика информации и возможность нейтринной оптики.

В настоящем докладе продолжается обсуждение сопоставления солитонных решений нелинейной полевой модели экстремальной пространственно-временной плёнки, движущихся со скоростью света, реальным частицам [1–4]. Результаты, касающиеся описания частиц и взаимодействий в рамках рассматриваемого подхода теории единого поля, содержатся, в частности, в работах [5–9].

В статье [1] найден класс солитонных решений, имеющих скорость света или светоподобных солитонов. Отдельно рассматривается подкласс этих решений, представляющих собой закрученные или спиральные солитоны. Показано, что в свою очередь подкласс таких решений может быть сопоставлен фотонам.

Закрученные или спиральные солитоны характеризуются тем, что имеют следующую асимптотику при удалении от оси цилиндрической системы координат:

$$\Phi \sim \frac{1}{\rho^{|m|}} \cos(m\varphi - \omega t + k z), \quad (1)$$

где Φ – скалярная полевая функция, $\{\rho, \varphi, z\}$ – цилиндрические координаты, t – время, ω – круговая частота, k – волновое число, причём $\omega^2 = c^2 k^2$, c – скорость света в вакууме, целое число m может быть названо индексом спиральности.

Надо отметить, что функции (1) являются точными решениями линейного волнового уравнения. Ввиду характера спадания амплитуды волны при удалении от оси, соответствующие волновые пучки могут быть названы степенными порядка m .

Как показано в статье [1], спиральные светоподобные солитоны первого порядка, т.е. со значением индекса спиральности $|m|=1$, могут быть сопоставлены фотонам. В связи с этим возникает вопрос о том, каким частицам могут быть сопоставлены спиральные светоподобные солитоны высших порядков, т.е. с $|m|>1$.

На роль таких частиц могут претендовать нейтрино. Правда, в настоящее время распространена точка зрения согласно которой, нейтрино имеют очень малую массу покоя и, следовательно, не могут двигаться со скоростью точно равной скорости света в вакууме. Однако, и в этом случае мы можем рассматривать светоподобный спиральный солитон с $|m|>1$ как основную часть нейтрино, появление малой массы покоя у которого является результатом малого возмущения.

Вообще трансформация светоподобного солитона в солитон с массой покоя связан с добавлением к решению в виде бегущей волны встречной бегущей волны. В результате оказывается, что существует такая инерциальная (Лоренцева) система координат, в которой солитон представляет собой волновое образование типа стоячей волны. Это и означает наличие массы покоя у соответствующей частицы.

Аргументом в пользу сопоставления нейтрино и спиральных солитонов высших порядков является большая проникающая способность как нейтрино, так и высших спиральных солитонов.

Как показано в статье [1], энергия спирального солитона первого порядка логарифмически расходится при удалении от оси солитона, тогда как у высшего спирального солитона соответствующий интеграл энергии сходится.

Логарифмическая расходимость, ввиду своей слабости, не препятствует рассмотрению соответствующих решений в качестве реалистичных. В таком случае можно выбрать некоторый конечный объём за пределами которого величина полевой функции мала по сравнению с фоновым шумом, который всегда присутствует. С другой стороны достаточно слабый спад величины полевой функции увеличивает вероятность взаимодействия солитона-частицы с другими солитонами-частицами.

Напротив, энергия высших спиральных солитонов сосредоточена вблизи его оси и вероятность его взаимодействия значительно меньше, причём тем меньше, чем выше порядок спиральности.

Поэтому, если мы сопоставляем светоподобному спиральному солитону первого порядка фотон, то естественно сопоставить высшим спиральным солитонам нейтрино.

Как отмечено в статье [1], спин или момент импульса светоподобного солитона определяется источником его испускания. Для фотона его величина равна постоянной Планка \hbar . Для нейтрино – $\hbar/2$. Это значит, что, если мы сопоставляем высшим спиральным солитонам нейтрино, то источники их испускания должны обеспечивать эту величину спина $\hbar/2$.

В настоящее время нейтрино рассматривается в качестве возможного переносчика информации. При этом, ввиду большой проникающей способности, нейтрино может иметь преимущества перед фотоном.

В связи с этим естественно предположить возникновение в недалёком будущем нового подраздела оптики – нейтринной оптики. Для создания нейтринных оптических приборов потребуется детальное пространственно-временное описание распространения нейтрино, что может обеспечить теория, элементы которой изложены в статье [1].

1. A.A. Chernitskii, Lightlike shell solitons of extremal space-time film. *Journal of Physics Communications*, **2**, 105013 (2018).

2. A.A. Chernitskii, Lightlike solitons with spin. *Journal of Physics: Conference Series*, **678** (1), 012016, (2016).

3. А.А. Черницкий, Пространственно-временные аспекты динамики фотонов. *Сборник трудов X Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2018»*. Санкт-Петербург. 15-19 октября 2018 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2018. – С. 80.

4. А.А. Черницкий, Фотон как элементарная частица. *Сборник трудов XI Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2019»*. Санкт-Петербург. 21-25 октября 2019 / Под ред. проф. С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2019. – С. 62.

5. A.A. Chernitskii, Fundamental interactions and quantum behavior in unified field theory. *International Journal of Modern Physics A*, **35**, Nos. 2 & 3 (2020) 2040021.

6. A.A. Chernitskii, About long-range interaction of spheroidal solitons in scalar field nonlinear model. *Journal of Physics: Conference Series*, **938** (1), 012029, (2017).

7. A.A. Chernitskii, Born – Infeld equations. *Encyclopedia of Nonlinear Science*, ed. A. Scott, 67-69, New York and London: Routledge, 2005.

8. А.А. Черницкий, *Нелинейная электродинамика: Сингулярные солитоны и их взаимодействия*, Санкт-Петербург: СПбГИЭУ, 2012.

9. A.A. Chernitskii, Dyons and interactions in nonlinear (Born-Infeld) electrodynamics. *J. High Energy Phys.*, **1999** (12), 10, (1999).

К ОПИСАНИЮ НЕОДНОРОДНО УШИРЕННОГО КОНТУРА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Невдах В.В.

Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Предложено новое физически корректное описание неоднородно уширенного контура спектральных линий с использованием общей формулы для эффекта Доплера в случае произвольного движения источников излучения и неподвижного приемника и распределения Максвелла этих источников по скоростям.

Известно, что спектральные линии излучения молекул (атомов) разреженного газа являются неоднородно уширенными. При регистрации этих линий частицы газа, из-за их теплового движения, можно рассматривать как источники излучения, хаотически движущиеся со своей скоростью и под своим углом к направлению на приемник. Вследствие действия эффекта Доплера приемник регистрирует излучение от этих движущихся источников с разными частотами ν , отличными от частоты излучения ν_0 , соответствующей квантовому переходу в источниках. Суперпозиция излучений от таких хаотически движущихся источников и образует спектральную линию разреженного газа, имеющую неоднородный или доплеровский контур, который в физической литературе принято описывать формулой

$$S(\nu) = S_0 \exp\left(-\frac{mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2kT\nu_0^2}\right), \quad (1)$$

где S_0 – спектральная плотность интенсивности излучения в центре линии на частоте ν_0 , m – масса молекулы, T – температура газа. Так как формула (1) совпадает с кривой закона распределения Гаусса, то описываемый ею контур спектральной линии называется гауссовым. Из (1) видно, что доплеровский контур спектральной линии симметричен относительно частоты квантового перехода частиц ν_0 , на которую приходится максимальная спектральная интенсивность линии S_0 .

Формула (1) получается из формулы, описывающей эффект Доплера в случае движущегося источника, имеющего проекцию скорости v_z на направление от источника к приемнику (например, на ось OZ) в нерелятивистском случае $v_z \ll c$, где c – скорость света

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v_z}{c}\right) \quad (2)$$

и функции распределения Максвелла частиц газа по этой проекции скорости частиц (см., например, [1])

$$f(v_z)dv_z = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left[-\frac{mv_z^2}{2kT}\right] dv_z. \quad (3)$$

В то же время из (2) следует, что излучение на частоте ν_0 приемник получает от частиц, для которых $v_z=0$. Это могут быть или неподвижные частицы, или движущиеся перпендикулярно оси OZ . Однако, согласно распределению Максвелла по скоростям

$$f(v)dv = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv, \quad (4)$$

неподвижных частиц ($v=0$) в газе при любой отличной от нуля температуре нет, а частицы, движущиеся перпендикулярно направлению на приемник, вследствие поперечного эффекта Доплера, должны давать вклад в спектральную линию на частоте $\nu < \nu_0$.

Следовательно, приводимое в современной физической литературе описание доплеровского контура спектральной линии с использованием формулы (1) является физически некорректным. Некорректность заключается в том, что для описания контура линии используется формула (2) для частного случая эффекта Доплера – продольного эффекта

Доплера, и, соответственно, учитывается излучение только от тех частиц газа, которые подчиняются распределению (3) – распределению Максвелла по проекции скорости частиц газа на направление к приемнику излучения.

Цель настоящей работы – дать физически корректное описание неоднородного контура спектральной линии с использованием общей формулы для эффекта Доплера в случае произвольного движения источников излучения и распределения Максвелла этих источников по скоростям (4).

В эффекте Доплера в оптике сравниваются частоты электромагнитного излучения от неподвижного и движущегося источника относительно приемника. Так как по определению частота волны ν это величина обратная периоду волны T , то, очевидно, для определения частоты волны измерение её амплитуды нужно проводить не в один какой-либо момент времени, а в течение интервала времени длительностью не меньше одного периода. Для измерения временных интервалов необходимо иметь меру единицы времени, т.е. часы. И для того, чтобы проводимое в эффекте Доплера сравнение частот электромагнитных волн было физически корректным, нужно чтобы понятия «частота света» и «единица частоты» были одинаковыми как для источника, так и для приемника. Для этого они должны измеряться одинаковыми мерами. Это может быть только в том случае, если время в часах источника и приемника протекает одинаково. В противном случае, в результате измерений будут получаться частоты, имеющие разные единицы измерения для источника и приемника и их сравнение будет физически некорректным.

Рассмотрим разреженный газ, находящийся в состоянии термодинамического равновесия при температуре T на некотором расстоянии от неподвижного в рассматриваемой системе координат приемника, регистрирующего электромагнитное излучение, испускаемое частицами этого газа. Пусть частицы этого газа имеют излучательный переход на частоте ν_0 и подчиняются распределению Максвелла по скоростям (4). Каждую частицу такого газа будем рассматривать как источник излучения, движущийся со своей постоянной скоростью U и под своим углом ϕ к направлению на приемник излучения. Пусть в некоторый произвольный момент времени t_1 , когда расстояние между одним таким источником, находящимся в точке **A**, и приемником, находящимся в точке **O**, равно l а создаваемая (испускаемая) им электромагнитная волна имеет максимум. Будем считать, что электромагнитная волна от источника к приемнику распространяется со скоростью света в вакууме c . Очевидно, что приемник зарегистрирует этот максимум волны в момент времени $\theta_1 = t_1 + l/c$.

Пусть следующий максимум электромагнитной волны источник создаст в момент времени $t_2 = t_1 + T_0$, где T_0 - период создаваемой им волны. В этот момент времени источник будет находиться уже в другой точке **A'** пространства, находящейся на расстоянии $\Delta = U T_0$ от точки **A** и на расстоянии x от приемника. Следовательно, приемник зарегистрирует второй максимум волны в момент времени $\theta_2 = t_2 + x/c$. Очевидно, что $T = \theta_2 - \theta_1$ – период электромагнитной волны, регистрируемой приемником. Нетрудно получить выражение, связывающее частоту волны $\nu = 1/T$, регистрируемую приемником, с частотой волны $\nu_0 = 1/T_0$ создаваемой источником:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + \nu_0 \frac{x-l}{c}}. \quad (5)$$

Следует отметить, что формула (5) – это формула для эффекта Доплера в общем случае движущегося источника излучения и неподвижного приемника, и она получена на основе волновых представлений о свете строго, без всяких упрощающих допущений и условий.

Также уместно отметить, что фиксирование моментов времени t_1 и t_2 источником и моментов времени θ_1 и θ_2 приемником может осуществляться с помощью часов, не обязательно идущих синхронно, но для того, чтобы сравнение частот электромагнитных волн, проводимое в формуле (5), было физически корректным, нужно, чтобы время в обоих часах протекало одинаково.

Из выражения (5) следует, что:

1) Не любое движение источника приводит к изменению частоты волны, регистрируемой приемником. Если источник движется так, что $x=l$, то $v=v_0$ – приемник будет регистрировать излучение с частотой, создаваемой источником.

Отметим, что в этом случае точки нахождения источника в пространстве \mathbf{A} и \mathbf{A}' в моменты времени t_1 и t_2 создания источником максимумов электромагнитной волны, а также точка положения приемника \mathbf{O} образуют равнобедренный треугольник с основанием Δ , сторонами l и одинаковыми углами φ , образуемыми сторонами l и Δ .

2) Если $x>l$, то $v<v_0$ – приемник будет регистрировать электромагнитную волну с меньшей частотой, чем создает источник.

3) Если, наоборот, $x<l$, то $v>v_0$ – приемник будет регистрировать электромагнитную волну с большей частотой, чем создает источник.

Так как на приемник попадает излучение от всех частиц газа, движение которых попадает под три рассмотренных случая, то в результате приемник и регистрирует спектральную линию с доплеровским уширением.

Следует подчеркнуть, что все излучение, входящее в состав неоднородно уширенной спектральной линии, в том числе и на частоте $v=v_0$ – это излучение от движущихся частиц газа. В этом заключается принципиальное отличие предлагаемого объяснения доплеровского контура спектральной линии от существующего.

Для аналитического описания доплеровского контура линии нужно найти связь частоты регистрируемого излучения v со скоростью движения частиц газа v и параметрами, характеризующими геометрию регистрации. Места нахождения источника и приемника в пространстве в моменты времени t_1 и t_2 создания источником максимумов электромагнитной волны – точки \mathbf{A} , \mathbf{A}' , и \mathbf{O} являются вершинами треугольника со сторонами l , x и Δ и углом φ , образуемым сторонами l и Δ . Используя теорему косинусов, находим:

$$x = l \sqrt{1 + \left(\frac{v}{lv_0}\right)^2} - 2 \frac{v}{lv_0} \cos \varphi. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5), получаем формулу для эффекта Доплера в общем случае движущегося под произвольным углом φ источника излучения и неподвижного приемника в виде:

$$v = \frac{v_0}{1 + \frac{lv_0}{c} \left(\sqrt{1 + (v/lv_0)^2} - 2(v/lv_0) \cos \varphi - 1 \right)}. \quad (7)$$

Из формулы (7) видно, что неподвижный детектор регистрирует излучение от движущегося источника на частоте v , величина которой определяется не только скоростями источника и волны, но и геометрией расположения источника и приемника в процессе регистрации излучения. Также видно, что в общем случае связь между регистрируемой частотой излучения и скоростью движения источника излучения нелинейная. Из (7) можно наоборот выразить скорость источника через частоту регистрируемого излучения

$$v = lv_0 \cos \varphi + \sqrt{l^2 v_0^2 \cos^2 \varphi + c^2 v_0^2 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right)^2} + 2clv_0^2 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right). \quad (8)$$

Используя (8), нетрудно найти величины v^2 и dv , подставить их в распределение Максвелла (4) и получить выражение для $f(v)dv$, физически корректно описывающее доплеровский контур регистрируемой спектральной линии. Очевидно, что этот контур отличен от гауссового (1). Выражение для контура линии получается достаточно большим и неудобным для анализа, поэтому в настоящей работе не приводится.

Проведем только общий качественный анализ полученного контура в трех случаях, уже упоминавшихся выше. Отметим, что в рассматриваемом разреженном газе, имеющем температуру T , не существует преимущественного направления теплового движения его частиц,

т.е. все углы φ между векторами скоростей этих частиц и направлением на приемник равновероятны и все частицы газа из рассматриваемого объема дают вклад в регистрируемое приемником излучение.

1) Условию $x=l$, при котором приемник будет регистрировать электромагнитную волну на частоте $\nu=\nu_0$, в формуле (7) соответствует условие равенства нулю выражения в скобках знаменателя. Это может быть только при выполнении условия

$$\cos\varphi = \cos\varphi_0 = \frac{\Delta}{2l} = \frac{\nu}{2l\nu_0}, \quad (9)$$

так как неподвижных частиц в газе нет. Следовательно, излучение на частоте $\nu=\nu_0$ приемник регистрирует от движущихся частиц газа, для которых выполняется условие (9). Ясно, что для конкретной геометрии опыта (заданных l и ν_0), вклад в излучение на частоте ν_0 будут давать частицы газа, имеющие любые значения скоростей в интервале между некоторыми конечными значениями ν_{\min} и ν_{\max} из распределения (4), вектора которых направлены для каждой скорости под своим углом φ_0 из интервала $\arccos\left(\frac{\nu_{\max}}{2l\nu_0}\right) < \varphi_0 < \arccos\left(\frac{\nu_{\min}}{2l\nu_0}\right)$ к направлению на приемник. Отметим, что все эти углы $\varphi_0 < \pi/2$, так как в каждом таком случае точки **A**, **A'**, и **O** являются вершинами равнобедренного треугольника.

2) Условию $x>l$, при котором приемник будет регистрировать электромагнитную волну с меньшей частотой, чем создает источник, т.е. с частотой $\nu<\nu_0$, в формуле (7) соответствует случаю, когда выражение в скобках больше нуля. Это будет при

$$\cos\varphi < \frac{\Delta}{2l} \text{ или } \varphi_0 < \varphi \leq \pi. \quad (10)$$

Случай поперечного эффекта Доплера (движение частиц под углом $\varphi=\pi/2$) также соответствует условию (9).

3) Условию $x<l$, при котором приемник будет регистрировать электромагнитную волну с большей частотой, чем создает источник, т.е. с частотой $\nu>\nu_0$, в формуле (7) соответствует условию, чтобы выражение в скобках было меньше нуля. Это соответствует условию

$$\cos\varphi > \frac{\Delta}{2l} \text{ или } 0 \leq \varphi < \varphi_0. \quad (11)$$

Так как условие (10) выполняется для большего числа частиц газа, чем условие (11), то, очевидно, что реальный доплеровский контур спектральной линии будет несимметричным по интенсивности относительно частоты ν_0 – спектральная плотность интенсивности излучения на частотах $\nu<\nu_0$ будет больше, чем на частотах $\nu>\nu_0$.

1. *Физический энциклопедический словарь*, Гл. ред. А.М. Прохоров, М.: Советская энциклопедия, 928 с., (1983).

ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭЙНШТЕЙНА НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОВЕДЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ УДАРНОГО САМОУШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ CO₂

Аршинов К.И., Бобровский В.В., Крапивная О.Н., Шут В.Н.

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

Изучено влияние отклонения коэффициентов спонтанного излучения при решении обратной задачи на вид температурной зависимости коэффициента ударного самоуширения $\gamma(T)$ спектральных линий молекулы CO₂. Параметр A существенно влияет на величину коэффициента поглощения, но, в силу отсутствия причинно-следственной связи между γ и A , он практически не оказывает влияние на вид функции $\gamma(T)$.

Вид функций $\gamma(T)$ колебательно-вращательных линий молекулы CO₂ необходимо знать при расчетах переноса излучения в атмосфере и проектировании CO₂-лазеров, а также при многочастотной диагностике нагретых газообразных продуктов сгорания. Из анализа работ экспериментального определения γ и A для линии P(20) перехода 10⁰0-00⁰1 CO₂ при T=296 К следует, что значения γ находятся в диапазоне 6.5÷10,3 МГц/Тор, A – 0,15÷0,32 с⁻¹ [1]. В работе [2] отмечается, что показатель степени n функции $\gamma(T)$ зависит от выбранного температурного диапазона и предлагается рассматривать несколько зависимостей типа $\gamma(T)=\gamma(T_0)(T_0/T)^n$ не объясняя причин получения разных n и T_0 . Относительные коэффициенты ударного уширения линий CO₂ буферными газами $\beta_{CO_2-M_j}(T)$ также отличаются. В [2-4], например, для линий R22 и R34 перехода 00⁰0-22⁰1 с ростом температуры функции $\beta_{CO_2-M_j}(T)$ имеют слабо спадающий вид как для N₂, так и O₂. В [5] для этих линий получены разнонаправленные температурные зависимости $\beta_{CO_2-N_2}(T)$ и $\beta_{CO_2-O_2}(T)$. В [6, 7] использовался метод наименьших квадратов (МНК), позволяющий совместно определить параметры A и γ . Принцип максимального правдоподобия при нормальном законе распределения ошибок приводит к вычислительной схеме МНК, которая позволяет получать состоятельные, несмещенные и эффективные оценки [8]. Цель данной работы состоит в выяснении влияния неопределенности значений вероятностей спонтанного излучения на температурное поведение коэффициентов ударного самоуширения спектральных линий молекул CO₂. Рассмотрена линия R22 перехода 10⁰0-00⁰1 молекулы CO₂. Методика расчетов подробно изложена в работе [7], где также представлены КП, измеренные в диапазоне давлений 5-30 Тор и температур 300-700 К. На основании этих данных были совместно определены A и γ (см. таблицу).

Таблица. A и γ

T, K	300	310	320	330	350	400	450	500	600	700
$\gamma, \text{МГц/Тор}$	10,76	10,44	10,45	10,08	9,069	7,501	6,556	5,668	4,803	4,7
$A, \text{с}^{-1}$	0,2783	0,3217	0,3540	0,3729	0,3806	0,3558	0,3230	0,2775	0,2394	0,2350

Установлено, что функция $\gamma(T)$ имеет следующий вид: $\gamma(T)=\gamma_c(T_c/T)^n$, где $T_c=463$ К, $\gamma_c=6,315$ МГц/Тор, $n=n_1=1,361$ при $T<T_c$, $n=n_2=0,887$ при $T>T_c$ [7]. Для выяснения степени влияния A на вид $\gamma(T)$ были рассчитаны зависимости КП от давления в диапазоне 5-30 Тор при некоторой фиксированной температуре с наложением гауссова шума ($0,05 \cdot \alpha_{\min}$) для двух вариантов: 1) $A=0,2022$ с⁻¹ [9]; 2) A из таблицы. На рис. 1 представлены эти зависимости при температуре $T=300$ К, которые были использованы в качестве исходных данных для совместного определения γ и A .

Совместное определение параметров $\{A, \gamma\}$, по сути, представляет собой процесс получения двумерных случайных величин (СВ) $\alpha(A, \gamma)$. Связь, которая существует между случайными величинами разной природы, например, между СВ γ и СВ A , не обязательно является следствием прямой зависимости одной величины от другой, так называемой функциональной связью. В некоторых случаях обе СВ зависят от целой совокупности разных факторов, общих для обоих параметров, в результате чего и формируется связанные друг с другом закономерности. Когда связь между СВ обнаружена с помощью статистики, нельзя утверждать, что обнаружена причина происходящего изменения параметров, скорее проявились два взаимосвязанных следствия. В нашем случае случайной величиной, описывающей характеристику рассматриваемого физического объекта, является КП α в центре линии. Ранее было установлено, что функция плотности вероятностей для КП имеет нормальное распределение. Известно, что если двумерная СВ $\alpha(A, \gamma)$ имеет нормальное распределение ошибок, то аналогичные распределения имеют СВ (A) и СВ (γ). Для выборки из 30 квазирешений обратной задачи для $T=300$ К был определен коэффициент корреляции $r=0,981$. Тем не менее, наличие корреляции не означает наличия функциональной (причинно-следственной) связи между параметрами γ и A [10]. Корреляция может быть случайной и объясняться иными факторами, оставшимися за рамками анализа, т.е. причинно-следственные связи порождают корреляцию, но корреляция не означает наличия причинно-следственных связей. Для прояснения возможности возникновения взаимной связи между параметрами γ и A рассмотрим получение выражения для КП. Ненасыщенный коэффициент поглощения для двухуровневой модели CO₂-лазера может быть представлен в виде [11, 12]

$$\alpha_{if} = \frac{h\nu}{c} (N_i B_{if} - N_f B_{fi}) F(\nu_0), \quad (1)$$

где населенности нижнего i и верхнего f уровней [13]

$$N_i = N_0 Q_V^{-1} Q_{Ri}^{-1} g_i \exp(-E_i/kT), \quad N_f = N_0 Q_V^{-1} Q_{Rf}^{-1} g_f \exp(-E_f/kT). \quad (2)$$

В условиях термодинамического равновесия согласно принципа детального равновесия можно записать равенство $N_f [A_{fi} + B_{fi} \rho(\nu, T)] = N_i B_{if} \rho(\nu, T)$ из которого с учетом (2) получаем выражение для $\rho(\nu, T)$, где $\rho(\nu, T)$ - спектральная объемная плотность энергии электромагнитного поля,

$$\rho(\nu, T) = \frac{A_{fi}}{B_{fi}} \left[\frac{Q_{Ri}^{-1} g_i B_{if} \exp(-E_i/kT)}{Q_{Rf}^{-1} g_f B_{fi} \exp(-E_f/kT)} - 1 \right]^{-1} \quad (3)$$

Сравнивая (3) с формулой Планка $\rho(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \left[\exp\left(\frac{E_f - E_i}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}$ имеем

$$\frac{A_{fi}}{B_{fi}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}, \quad \frac{Q_{Ri}^{-1} g_i B_{if}}{Q_{Rf}^{-1} g_f B_{fi}} = 1. \quad (4)$$

Подставляя (2) в (1) с учетом (4), для ненасыщенного КП получаем $\alpha_{if} = \frac{c^2}{8\pi \nu^2} N_0 A_{fi} Q_V^{-1} Q_{Rf}^{-1} g_f \left[e^{-\frac{E_i}{kT}} - e^{-\frac{E_f}{kT}} \right] F(\nu_0)$, где $g_f = 2J_f + 1$ - весовой коэффициент вырождения верхнего уровня 00^01 , J_f - квантовое число верхнего вращательного уровня. Выражение для спектрального КП содержит коэффициент ударного самоуширения γ в форм-факторе $F(\nu_0)$, в то время как параметр A привлекается для рассмотрения вынужденного поглощения и испускания излучения. Следовательно, получение выражения для ненасыщенного КП не выявило функциональной связи между γ и A . Далее были рассчитаны зависимости КП от давления $\alpha(p)$ для всего диапазона температур (300–700 К) для двух случаев: 1) A из таблицы; 2) $A=0,2022$ с⁻¹. Используя рассчитанные с наложенным шумом КП (см.рис.1), осуществлен совместный расчет искомым параметров $\{\gamma_c, A, T_c, n_1, n_2\}$. Результаты решения обратной задачи для $\gamma(T)$ представлены на рис. 2.

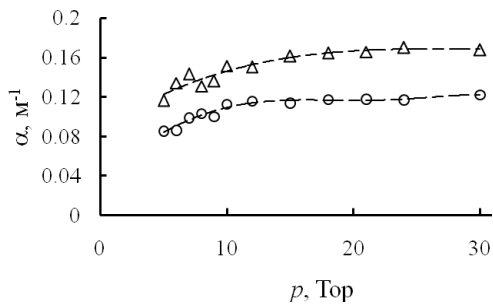


Рис. 1. Зависимость рассчитанных коэффициентов поглощения α (наложен гауссов шум $0.05 \cdot \alpha_{\min}$) от давления CO_2 для линии R22: $\circ - A=0,2022 \text{ c}^{-1}$ [9], $\Delta - A=0,2783 \text{ c}^{-1}$ (таблица), $T=300 \text{ K}$

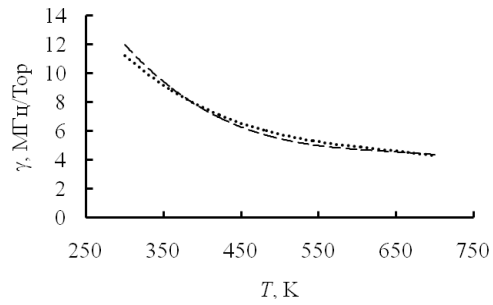


Рис. 2. Зависимости $\gamma(T)$ линии R22 перехода $10^0 0-00^0 1 \text{ CO}_2$ в диапазоне 300-700 K: СКО КП $\sigma=0,05 \alpha_{\min}$; ----- A из таблицы, — — — A=0,2022 c^{-1}

На рис. 2 видно, что для двух вариантов расчета имеет место практически полное совпадение функций $\gamma(T)$. Аппроксимации полученных зависимостей имеют вид:

- 1) $\gamma_c = 5,834 \pm 1 \text{ МГц/Тор}$, $T_c = 492 \pm 49 \text{ K}$, $n = n_1 = 1.33 \pm 0.006$ при $T < T_c$, $n = n_2 = 0,873 \pm 0.038$ при $T > T_c$, (A из таблицы);
- 2) $\gamma_c = 5,352 \pm 1 \text{ МГц/Тор}$, $T_c = 502 \pm 49 \text{ K}$, $n = n_1 = 1.572 \pm 0,006$ при $T < T_c$, $n = n_2 = 0,633 \pm 0.038$ при $T > T_c$, (A=0,2022 c^{-1}).

Данные из рис. 2 позволяют считать, что в диапазоне 300-700 K параметры γ и A находятся в слабой взаимной зависимости. Параметр A линейно входит в выражение КП и существенно влияет на величину КП, но, в силу отсутствия функциональной связи между γ и A, он не оказывает влияние на вид функции $\gamma(T)$.

1. А.С. Бирюков, А.Ю. Волков, Е.М. Кудрявцев, Р.И. Сериков, *Квант. электр.*, **3**, №8, 1748-1754, (1976).
2. J. Lamouroux, R.R. Gamache, A.L. Laraia, J.-M. Hartmann, C. Boulet, *J.of Quant. Spectr. & Radiat.Trans.*, **113**, 1536–1546, (2012).
3. R.R. Gamache, J. Lamouroux, A.L. Laraia, J.-M. Hartmann, C. Boulet, *J.of Quant. Spectr. & Radiat.Trans.*, **113**, 976–990, (2012).
4. R.R. Gamache, J. Lamouroux, A.L. Laraia, J.-M. Hartmann, C. Boulet, *J.of Quant. Spectr. & Radiat.Trans.*, **113**, 991–1030, (2012).
5. L. Rosenmann, J.-M. Hartmann, M.Y. Perrin, J. Taine, *Appl. Opt.*, **27**, 3902-3907, (1988).
6. К.И. Аршинов, Н.С. Лешенюк, *Квант. электр.*, **22**, №3, 239-241, (1995).
7. К.И. Аршинов, О.Н. Крапивная, В.В. Невдах, В.Н. Шут, *Опт. атм. и ок.*, **33**, №1, 5-13, (2020).
8. А.И. Герасимович, *Математ. статистика*, Мн.: Вышэйшая школа, 1983. 279 с.
9. L.S. Rothman et al, *J.of Quant. Spectr. & Radiat.Trans.*, **130**, 4–50, (2013).
10. *Справочник по вероятностным расчетам*, М.: Воениздат, (1970), 536 с.
11. М.А. Ельяшевич, *Атомная и молек. спектроскопия*, М.: ФМЛ, (1962), 892 с.
12. В. Витteman, *CO2-лазер*, М.: Мир, (1990), 360 с.
13. О.И. Ачасов, Н.Н. Кудрявцев, С.С. Новиков, Р.И. Солоухин, Н.А. Фомин, *Диагн. неравновес. сост. в молек. лазерах*, Мн: Наука и техника, (1985), 208 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ КОГЕРЕНТНОГО ПРИЕМА СИГНАЛА НА ПОДНЕСУЩИХ ЧАСТОТАХ МОДУЛИРУЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гончаров Р.К., Кириченко Д.Н., Фадеев М.А., Зиновьев А.В., Самсонов Э.О.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе предложены три способа когерентного приема сигнала и их применения в существующих схемах квантовых коммуникаций, использующих фазовое кодирование на поднесущих частотах модулируемого излучения. В этих схемах, несущий сигнал, не несущий информации сам по себе, используется в качестве локального осциллятора.

Квантовые технологии стремительно развиваются последние несколько десятков лет. И на данный момент, одной из самых перспективных технологий этой области является квантовая коммуникация на непрерывных переменных, неотъемлемой частью которой является когерентный приём. В этих системах когерентное детектирование используется для извлечения информации, зашифрованной в квадратурах электромагнитного поля.

С развитием квантовых коммуникаций появляется необходимость в новых схемах приёма сигнала. Квантовое распределения ключа на поднесущих частотах модулируемого излучения является многообещающей областью, которая отличается своим особенным способом кодирования состояний. Монохроматическое лазерное излучение, проходя через электрооптический фазовый модулятор, распадается на поднесущие частоты и несущую, чьи фазы относительно последней кодируют состояния [1]. Именно для систем такого типа в настоящей работе предложено три новых схемы детектирования (гомодинная, двойная гомодинная и гетеродинная), взамен ранее использующихся детекторов одиночных фотонов.

Главным преимуществом новых схем является использование несущего сигнала в качестве локального осциллятора. Это помогает избежать проблем, связанных с передачей локального осциллятора через квантовый канал.

Когерентное многомодовое состояние отправляется от Алисы (отправитель) к Бобу (получатель). Для простоты, рассмотрим самый легкий протокол, в котором есть только два ортогональных состояния – BB84 [2], или протоколы на непрерывных переменных с дискретной модуляцией [3], где состояния заменены квадратурами поля.

После гомодинного детектирования, мы извлекаем из сигнала косинус разности фаз. Для выбора базиса Боб случайным образом подбирает фазу на его электрооптическом фазовом модуляторе. Таким образом, он имеет 50% шанс правильно принять состояние.

Если же мы используем вторую схему – двойное гомодинное детектирование, в котором принимаемое когерентное излучение разделяется надвое, то Боб может задетектировать один и тот же сигнал два раза, выбрав все возможные фазы. Таким образом он не имеет шанса ошибиться.

В случае гетеродинного детектирования, рассмотрим процесс подробнее. Монохроматическое поле преобразуется в электрооптическом модуляторе с частотой Ω и фазовым сдвигом φ . Закодированная информация представляется в виде:

$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t + im \cos(\Omega t + \varphi)).$$

Для индекса модуляции m значительно меньше единицы:

$$E(t) \approx E'_0 \exp(i\omega_0 t) + \frac{im}{2} E_0 \left(\exp(i((\omega_0 + \Omega)t + \varphi)) + \exp(i((\omega_0 - \Omega)t - \varphi)) \right),$$

где ω_0 – частота несущего оптического сигнала, а Ω - модулирующая частота.

$$E'_0 = E_0 J_0(m) |_{m \ll 1} \cong E_0 J_0(m). \quad (1)$$

Формулой (1) описывается функция Бесселя нулевого порядка. Приготовленное состояние модулируется в электрооптическом фазовом модуляторе со значительно большим индексом модуляции на стороне получателя. Индекс подбирается таким образом, чтобы обеспечить равенство амплитуд излучения на центральной частоте и поднесущих. Далее при помощи спектрального фильтра на отражение и оптического циркулятора несущая с боковыми

разделяются и направляются попарно на разные плечи соответствующих балансных детекторов, где производится расчёт разности полей.

Эффективность предложенных схем уже была доказана в практических применениях. Гомодинный приём был использован в существующей системе квантовых коммуникаций на поднесущих частотах [4-5]. Гетеродинный прием нашел свои применения, например, в квантовом генераторе случайных чисел [6].

К достоинствам такого метода можно также отнести дешевизну в производстве, меньший размер и неприхотливость к условиям эксплуатации, по сравнению с известными на данный момент детекторами одиночных фотонов. Всё это открывает широкие перспективы в использовании схем с когерентным приемом во многих областях науки и техники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант No МК-777.2020.8).

1. A.V. Gleim, V.I. Egorov, Y.V. Nazarov, S.V. Smirnov, V.V. Chistyakov, O.I. Bannik., A.A. Anisimov, S.M. Kynev, A.E. Ivanova, R.J. Collins, S.A. Kozlov, G.S. Buller, *Opt. Express* **24**(3), 2619–2633 (2016).

2. C.H. Bennett, G. Brassard, In *Proc. IEEE Int. Conf. Computers, Systems, and Signal Processing*, Bangalore, India, 175-179 (1984).

3. T. Hirano, et al, *Quantum Sci. Technol.* **2**(2), 024010 (2017).

4. K. Mel'nik, N. Arslanov, O. Bannik, L. Gilyazov, V. Egorov, A. Gleim, S. Moiseev, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **82**(8), 1038–1041 (2018).

5. E. Samsonov, R. Goncharov, A. Gaidash, A. Kozubov, V. Egorov, A. Gleim, *Sci. Rep.*, **10**(1), 1–9 (2020).

6. E. Samsonov, B. Pervushin, A. Ivanova, A. Santev, V. Egorov, S. Kynev, A. Gleim, *arXiv preprint arXiv:2004.06552* (2020).

БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ КОНДЕНСАТ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ И ФАЗОВЫЙ СИНХРОНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Заворотнев Ю.Д., Румянцев В.В., Федоров С.А., Томашевская Е.Ю.*

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Украина

*Донецкий национальный университет экономики и торговли
им. Туган-Барановского, Донецк, Украина

В приближении виртуального кристалла выполнено численное моделирование зависимости хипотенциала от концентрации структурных дефектов, изучены особенности появления экситонного конденсата в молекулярном кристалле. Рассмотрен вопрос рекомбинации БЭК светлых и темных экситонов путем непрямого оптического перехода.

Рассмотрим неидеальный топологически упорядоченный молекулярный кристалл с примитивной решеткой в модели [1] неподвижных молекул. Гамильтониан электронной подсистемы в узельном представлении в одноуровневой модели и приближении Гайтлера-Лондона в идеальном кристалле записывается в виде [2, 3]:

$$H = H_2 + W_3 + W_4 \quad (1)$$

$$H_2 = \sum_n E_n B_n^+ B_n + \frac{1}{2} \sum_{n,m} \langle 0f | W_{n,m} | f0 \rangle B_n^+ B_m \equiv \sum_n E_n B_n^+ B_n + \sum_{n,m} Q_{2nm} B_n^+ B_m, \quad (2)$$

$$W_3 = \sum_{n,m} \langle fo | W_{nm} | ff \rangle B_n^+ B_n B_m \equiv \sum_{n,m} Q_{3nm} B_n^+ B_n B_m; \quad (3)$$

$$W_4 = \sum_{n,m} \langle ff | W_{nm} | ff \rangle B_n^+ B_m^+ B_n B_m = \sum_{n,m} Q_{4nm} B_n^+ B_m^+ B_n B_m. \quad (4)$$

f – номер возбужденного уровня, на котором формируется БЭК, n и m – номера узлов, B_n^+ , B_n – Бозе операторы рождения и уничтожения f -го возбуждения на узле n , W_{nm} – оператор кулоновского взаимодействия между молекулами, находящимися в узлах n и m , соответственно, E_n – энергия возбуждения молекулы, находящейся в n -м узле.

Если учитывать взаимодействие только между конденсатными экситонами, то матричный элемент $\langle o | P | f \rangle$, входящий в Q_{2nm} (2) и Q_{3nm} (3), будет отличен от нуля только для дипольно-разрешённых состояний (светлые экситоны). Дополнительное ограничение накладывает входящий в (3) и (4) множитель $\langle f | P | f \rangle$, где P – дипольный момент. Он отличен от нуля только в кристаллах, у которых куб векторного представления содержит полносимметричное представление. В кристаллах с центром инверсии $W_3 = W_4 = 0$ и экситоны БЭК являются невзаимодействующими. Если изучается БЭК дипольно запрещенных (тёмных) экситонов, то матричный элемент $\langle o | P | f \rangle = 0$, а слагаемое четвёртого порядка существенно только для состояний, квадрат неприводимых представлений которых содержит векторное представление. Такая ситуация возможна только в низкосимметричных кристаллах, у которых одна из компонент вектора преобразуется по полносимметричному представлению.

В работе для описания неидеальной структуры используем приближение ПВК. Таким образом, гамильтониан исследуемой системы H следует заменить на конфигурационно усредненный гамильтониан \bar{H} . Вычисление запаздывающей M -частичной функции Грина (M – число конденсатных экситонов) с учётом слагаемых третьего и четвёртого порядков по экситонным операторам

$$D_M(t) = -i \left\langle T \left[\tilde{B}_0^M(t) \tilde{B}_0^{+M}(0) \right] \right\rangle_{\bar{H}_0 + \bar{V}_2 + \bar{V}_3},$$

где $\tilde{B}_0(t) = e^{i(\bar{H}_0 + \bar{V}_3 + \bar{V}_4)t} B(k=0) e^{-i(\bar{H}_0 + \bar{V}_3 + \bar{V}_4)t}$, дает две экситонные ветви. Химический потенциал для нижней ветви имеет вид

$$\begin{aligned} \mu_1(c_1, c_2) = & \sum_{i=1}^2 c_i \left(E^{(i)} + 2 \sum_{j=1}^2 Q_2^{ij} c_j \right) - \frac{2 \left(\sum_{i,j=1}^2 c_i Q_3^{ij} c_j \right)^2}{\sum_{i=1}^2 c_i \left(E^{(i)} + 2 \sum_{j=1}^2 Q_2^{ij} c_j \right)} n + \\ & + 2 \sum_{i,j=1}^2 c_i Q_4 c_j n, \end{aligned} \quad (5)$$

где $Q_{2(3,4)}^{ij} = \left[\sum_{\vec{n}} Q_{2(3,4)\vec{n}\vec{m}}^{ij} \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}_{\vec{n}\vec{m}}) \right]_{\vec{k}=0}$, $n = \frac{M}{V}$ плотность газа БЭК,

c_i - концентрация i -ой компоненты, $Q_{2(3,4)}^{ij}$ - межмолекулярное взаимодействие двух компонент.

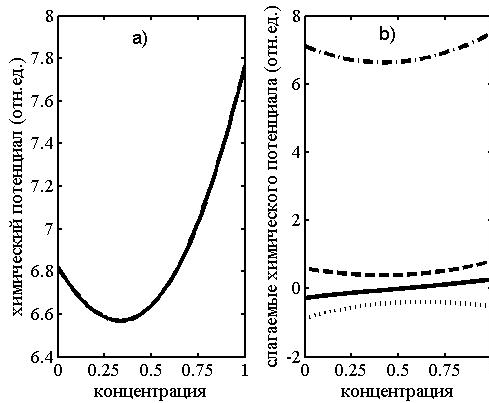


Рис. 1. а) Зависимость химического потенциала от концентрации структурных компонент, б) зависимости от концентрации первого (штрих-пунктир), второго (пунктир) и третьего (штриховая) слагаемых (5); сплошная линия – сумма второго и третьего слагаемых (5)

Условием образования конденсата является наличие отталкивающего взаимодействия между квазичастицами. Характер экситон-экситонного взаимодействия отражают второе и третье слагаемые в (5). При этом БЭК экситонов возможен лишь в случае, когда их сумма – положительна. В случае темных экситонов в кристаллах без центра инверсии второе слагаемое отсутствует, а поскольку третье всегда положительное, то БЭК оказывается возможным. Появление БЭК в случае светлых экситонов обуславливается «конкуренцией» второго и третьего слагаемых в (5). Зависимости этих слагаемых от концентраций c_1 и $c_2 = 1 - c_1$ – параболические, однако характеристики парабол различны. Поэтому возможны ситуации, при которых для определенных значений параметров и концентраций знак суммарного взаимодействия может меняться на противоположный. В силу этого возможны различные условия образования БЭК. На рис. 1 представлена ситуация (параметры модели указаны выше), когда при малых концентрациях взаимодействие экситонов отрицательное (притяжение), что приводит к образованию «капель», а при больших – положительное (отталкивание) и появляется возможность возникновения БЭК экситонов. Также возможна ситуация как показано на рис. 2, когда имеет место образование БЭК экситонов для промежуточных значений концентрации структурных дефектов. Причем при предельных значениях

концентрации имеет место притяжение и возникновение БЭК экситонов невозможно. Следует отметить, что если распределение компонент в кристалле неоднородно, то в обоих случаях возможно появление хаотических пространственно разделенных областей с БЭК экситонов (БЭК экситонных «капель»), между которыми находятся запрещенные области. Отметим, что этот вывод справедлив при произвольных значениях концентраций n поскольку оба слагаемые имеют одинаковую зависимость от плотности.

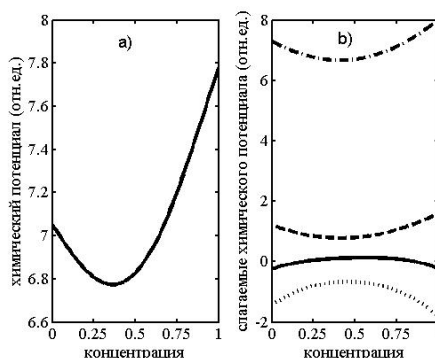


Рис. 2. а) Зависимость химического потенциала от концентрации структурных компонент, б) зависимости от концентрации первого (штрих-пунктир), второго (пунктир) и третьего (штриховая) слагаемых (5); сплошная линия – сумма второго и третьего слагаемых (5)

Если в кристалле слагаемое третьего порядка доминирует, то БЭК светлых экситонов на нижнем уровне невозможен при любых концентрациях составляющих элементов. В то же время возможно БЭК на верхнем уровне, однако существенным фактором становится время жизни квазичастиц. Темные экситоны могут конденсироваться, но поскольку они не могут люминесцировать, то их наблюдение затруднено. Для обнаружения таких состояний необходимо применять другие методики, в частности, рассматривать нелинейные оптические процессы с участием БЭК [4, 5].

Поскольку конденсат в состоянии $k = 0$ излучать не может, то представляет интерес изучение его рекомбинации непрямым оптическим переходом. Последний возможен при выполнении одновременно законов сохранения и импульса. Оказалось, что темные и светлые экситоны при рекомбинации могут использовать разные нелинейные процессы. Возможным вариантом распада БЭК темных экситонов является процесс, при котором рождаются два светлых поляритона на верхней и нижней ветвях. Частоты рекомбинации можно определить с помощью формулы $\mu = \Delta^2 + \alpha k^3$, где μ - независимый от импульса k химический потенциал БЭК темных экситонов, Δ - энергия верхней ветви поляритонов при $k = 0$, α - константа, которая является комбинацией постоянных формулы энергии верхней поляритонной ветви [1]. Возможен также распад темного экситона на два поляритона нижней ветви (параметрическая люминесценция). Распад БЭК светлого экситона возможен на поляритон и темный экситон. Показано, что БЭК светлых экситонов может генерировать акустические фононы (звук). БЭК темных экситонов такой особенностью не обладает.

1. В.М. Агранович. *Теория экситонов*. М., Наука, 1968.
2. В.М. Агранович, М.Д. Галанин. *Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах*. М: Наука, 1978.
3. Ю.Д. Заворотнев, Л.Н. Овандер. *Нелинейные оптические эффекты в молекулярных кристаллах*. Донецк, Норд-Пресс, 2005.
4. V.V. Romyantsev, Yu.D. Zavorotnev, O.Yu. Popova. *Journal of Photonic Materials and Technology*, **4**, 39-48, (2018).
5. Ю.Д. Заворотнев, Л.Н. Овандер. *Известия РАН. Серия физическая*, **69**, 984–986, (2005).

ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ И ОРБИТАЛЬНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ

Башмакова Е.Н., Вашукевич Е.А., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

В данной работе с точки зрения полуклассической теории исследовались пространственные диссипативные солитоны. Используя преимущества формализма описания пучков света, несущих определенный орбитальный угловой момент, проведен анализ огибающей поля излучения в виде мод Лагерра-Гаусса. Исследована пространственная структура и фаза колебаний солитонов.

На сегодняшний день оптический солитон является объектом с высоким потенциалом использования в информационных приложениях квантовой оптики [1]. Однако недавние успешно проведенные эксперименты по наблюдению резонаторных солитонов в полупроводниковых устройствах увеличили интерес к фундаментальным свойствам данных структур [2]. Пространственные диссипативные оптические солитоны, в отличие от временных, характеризуются повышенной устойчивостью, которая обусловлена тем, что в них реализуется динамический баланс притока и оттока энергии [3]. В то же время допустимые возможности применения диссипативных солитонов напрямую связаны с их квантовыми особенностями, которые к настоящему моменту исследованы не столь детально. В рамках данной работы объединены методики рассмотрения двух подходов к исследованию пучков света. С точки зрения полуклассической теории универсальной схемы широкоапертурного лазера с насыщающимся поглощением и внешним поддерживающим излучением, предложенной в работе [3], проведен анализ пространственных диссипативных солитонных структур. Основываясь на работе [4], мы построили квазиоптическое уравнение, описывающее эволюцию классического поля в резонаторе бегущей волны. Используя преимущества формализма исследований пучков света, несущих определенный орбитальный угловой момент, был проведен анализ огибающей поля излучения в виде мод Лагерра-Гаусса.

В данной работе рассмотрено резонансное взаимодействие классического поля с двумя разными средами, состоящими из двухуровневых атомов, помещённых в резонатор бегущей волны. На Рис. представлена схема уровней внутрирезонаторной среды. Первая среда осуществляет лазерную генерацию, в то время как вторая - насыщаемое поглощение излучения генерации. В работе [3] показано, что такое взаимодействие при правильном подборе параметров формирует в резонаторе устойчивые полевые пространственные структуры. При этом, в исследовании [4] было показано, что присутствие поглощающей среды в условиях насыщения не зашумляет квантовое состояние поля, что позволяет в будущем использовать рассматриваемую схему для создания пространственно локализованных полевых состояний с подавленными квантовыми шумами.

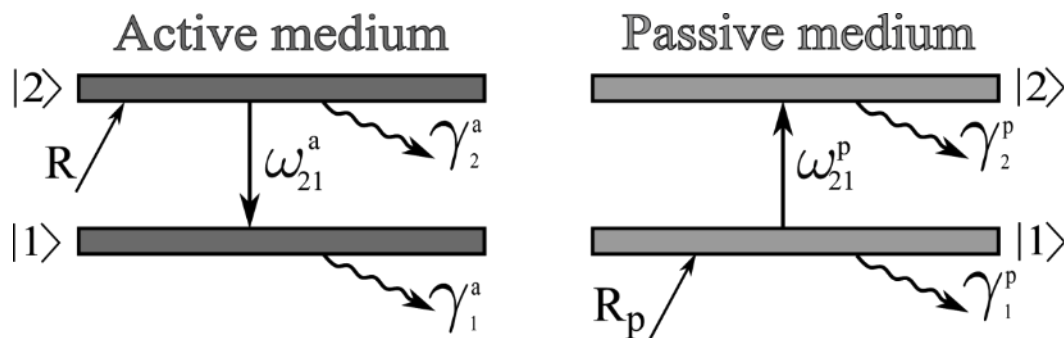


Рисунок. Схема уровней атомов активной и пассивной сред

Нами проведён детальный анализ системы при помощи последовательного построения квантового уравнения Лиувилля для атомных сред и волнового уравнения для классического поля. Возможность применения адиабатического приближения объясняется предположением о том, что лазерная генерация развивается во времени значительно медленнее, чем атомная среда.

Получено стационарное решение квазиоптического уравнения, которое дает возможность исследовать пространственную структуру диссипативных солитонов с пространственным профилем в виде мод Лагерра-Гаусса. В рамках такого рассмотрения представлено численное моделирование пространственного профиля амплитуды и распределения фазы колебания двумерного диссипативного пространственного солитона в зависимости от проекции ОУМ.

1. J.W. Firth and C.O. Weiss, *Optics & Photonics News*, **13(2)**, 54-58, (2002).
2. S. Barland, J.R. Tredicce, M. Brambilla, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knodl, M. Miller, R. Jaderl, *Nature*, **419**, 699-702 (2002).
3. Yu.M. Golubev, T.Yu. Golubeva, E.A. Vashukevich, S.V. Fedorov, N.N. Rosanov, *Laser Phys. Lett.* **16**, 025201, (2018).
4. T.Yu. Golubeva, Yu.M. Golubev, S.V. Fedorov, L.A. Nesterov, E.A. Vashukevich, N.N. Rosanov, *Laser Phys. Lett.* **16 (12)**, 025201, (2019).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ЗАДАЧЕ О КВАНТОВОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ДИССИПАТИВНОМ ОПТИЧЕСКОМ СОЛИТОНЕ

Баева А.В., Вашукевич Е.А., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

В работе построены корреляционные функции ланжевеновских шумов, для диссипативного оптического солитона, формируемого при взаимодействии внутрирезонаторного поля с двумя материальными средами. Проведена линеаризация уравнения для лазерной амплитуды поля около классической огибающей солитона. Имея в виду синхронизацию решения слабым внешним сигналом, мы записываем уравнения для квадратурных компонент. Мы определяем измерительную процедуру, позволяющую проследить за влиянием шумов в различных пространственных областях солитонного решения.

Солитонные решения, структурно устойчивые уединённые волны, проявляющие свойства квазичастиц, встречаются во многих областях нелинейной физики. Значительный интерес исследователей к временным оптическим солитонам в первую очередь связан с перспективами их использования для передачи сигналов на большие расстояния без потерь в волоконно-оптических линиях связи [1, 2]. Пространственные диссипативные оптические солитоны, структуры с сохраняющимся поперечным распределением интенсивности, могут быть использованы для создания оптических логических элементов и оптических коммутационных устройств [3, 4]. Классическая теория таких структур уже достаточно хорошо изучена, в то время как квантовая теория ещё не является полной. Мы вслед за работами [5, 6] исследовали квантовые флуктуации в широкоапертурном лазере с насыщающимся поглощением, которые вносят вклад в спектр флуктуаций фототока, измеренного на выходе из резонатора.

Пространственный диссипативный оптический солитон может быть образован в резонаторе бегущей волны, в который помещены две среды, состоящие из двухуровневых атомов. Активная среда обеспечивает лазерную генерацию, а пассивная среда осуществляет насыщенное поглощение поля генерации (Рисунок).

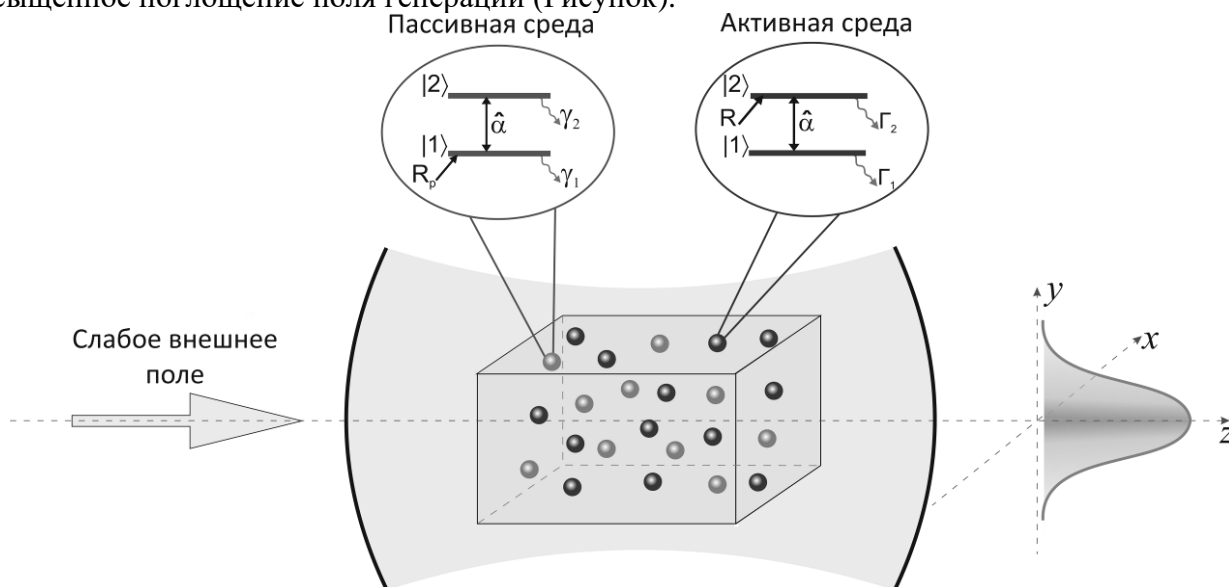


Рисунок. Образование пространственного лазерного солитона в резонаторе

В работе мы записали уравнения Гейзенберга-Ланжевена для отдельных атомов пассивной и активной сред и для внутрирезонаторного поля генерации, нашли корреляционные функции ланжевеновских шумов и сделали переход к коллективным переменным, учитывая пространственное распределение атомов. Мы обнаружили два типа источников

ланжевенских шумов. Первый тип связан с релаксацией заселенностей атомных уровней, а второй тип со статистическими особенностями накачки атомов. Используя подход, развитый в [7] мы построили корреляционные функции ланжевенских источников шума. Также мы перешли от полученных уравнений к с-числовому описанию задачи, что облегчает дальнейший анализ и численную обработку. Мы провели линеаризацию уравнения для лазерной амплитуды поля пространственного диссипативного лазерного солитона около классической огибающей и перешли к уравнениям для флуктуаций квадратурных компонент, имея ввиду синхронизацию решения слабым внешним сигналом.

Несмотря на симметрию задачи, влияние статистических параметров активной и пассивной сред на статистику излучения различно. Мы исследуем влияние статистики накачки обеих сред на статистику излучения в различных режимах, проследим за спектром флуктуаций фототока излучения вышедшего из резонатора в зависимости от поперечной координаты и проанализируем величину шумов в различных пространственных областях солитона (в центре и на крыльях).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 18-02-00402, 19-32-90059, 19-02-00204).

1. H.A. Haus, W.S. Wong, *Rew. Mod. Phys.*, **68**, №2, 423-444, (1996).
2. H.A. Haus, *Proceedings of the IEEE*, **81**, №7, 970-983, (1993).
3. S. Blair, K. Wagner, R. McLeod, *Opt. Lett.*, **19**, №23, 1943-1945, (1994).
4. S.V. Serak, N.V. Tabiryanyan, M. Peccianti, G. Assanto, *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**, №12, 1287–1289, (2006).
5. Yu. M. Golubev, T. Yu. Golubeva, E. A. Vashukevich, S. V. Fedorov, N. N. Rosanov, *Laser Phys. Lett.*, **16**, №2, 025201, (2018).
6. T.Yu. Golubeva, Yu.M. Golubev, S.V. Fedorov, L.A. Nesterov, E.A. Vashukevich, N.N. Rosanov, *Laser Physics Letters*, **16**, №12, 125201, (2019).
7. C. Benkert, M.O. Scully, J. Bergou, L. Davidovich, M. Hillery, M. Orszag, *Phys. Rev. A*, **41**, №5, 2756, (1990).

ОПИСАНИЕ ШТАРКОВСКОЙ СТРУКТУРЫ МУЛЬТИПЛЕТОВ ИОНА Pr^{3+} В КРИСТАЛЛЕ $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)$

Фомичева Л.А., Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.*

Белорусский государственный университет информатики и
радиоэлектроники, Минск, Беларусь

* Витебский государственный технологический университет,
Витебск, Беларусь

В приближении слабого и аномально сильного конфигурационного взаимодействия выполнено описание штарковской структуры мультиплетов иона Pr^{3+} в кристалле $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)$. На основе выполненных расчетов определены параметры кристаллического поля и параметры ковалентности.

Известно, что описание экспериментальных результатов по интенсивностям абсорбционных полос и по штарковскому расщеплению мультиплетов иона Pr^{3+} представляет серьезную проблему. В связи с этим в данной работе выполнено описание экспериментальных данных для кристаллической системы $\text{YAl}_3(\text{BO}_3): \text{Pr}^{3+}$ [1] сначала с помощью классической теории кристаллического поля:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} B_q^k C_q^k. \quad (1)$$

В этом приближении среднее квадратичное отклонение значений теоретических уровней от экспериментальных составило $33,7 \text{ см}^{-1}$. Для улучшения согласия теоретических расчетов с экспериментальными данными дополнительно были выполнены вычисления с помощью модифицированной теории, полученной в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия [2, 3]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(d) + \right. \\ \left. + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k. \quad (2)$$

Среднее квадратичное отклонение в этом случае составило $16,9 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, описание экспериментальных данных в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия улучшилось почти на 50% по сравнению с приближением слабого конфигурационного взаимодействия.

Кроме того, на основе экспериментальных данных по штарковской структуре были получены параметры кристаллического поля нечетной симметрии и параметры ковалентности: $S_3^3 = -1657 \cdot 10^{-4}$, $S_3^5 = 762 \cdot 10^{-4}$, $\gamma_{\sigma f} = -0,028$, $\gamma_{\pi f} = 0,024$.

Расчеты показали, что модифицированная теория кристаллического поля (2) более точно описывает штарковскую структуру по сравнению со стандартной теорией и при этом позволяет получить параметры ковалентности и параметры кристаллического поля нечетной симметрии.

1. M.H. Bartl, K. Gatterer, E. Cavalli, A. Speghini, M. Bettinelli, *Spectrochimica Acta Part A*, **57**, 1981-1990, (2001).

2. E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Central European Journal of Physics*, **6**, 407-414, (2008).

3. A.A. Kornienko, E.B. Dunina, L.A. Fomicheva, *Optics and Spectroscopy*, **116**, 683-690, (2014).

СОХРАНЕНИЕ СЖАТОГО СВЕТА В ЯЧЕЙКЕ ПАМЯТИ С УЧЕТОМ ДИФРАКЦИИ И ТЕПЛООВОГО ДВИЖЕНИЯ

Зинатуллин Э.Р., Тихонов К.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.
Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрено сохранение импульса квадратурно сжатого света внутри ячейки многомодовой быстрой резонансной квантовой памяти, основанной на тепловом ансамбле атомов с Лямбда-конфигурацией энергетических уровней, с учетом дифракции.

Квантовая память является неотъемлемым элементом многих разрабатываемых информационных и телекоммуникационных приложений. Например, она может использоваться при создании детерминированных источников одиночных фотонов, квантовых повторителей, а также выступать в роли элемента квантовых вычислительных логических цепей.

При построении теоретических моделей квантовой памяти обычно используется приближение холодных атомов. В этом приближении все атомы ансамбля, с которыми взаимодействуют световые импульсы, считаются неподвижными или их движением можно пренебречь. Это позволяет существенно упростить математическое описание происходящих физических процессов. На практике получение ансамбля холодных атомов сопряжено со значительными трудностями, и поэтому при экспериментальной реализации протоколов квантовой памяти широко применяются тепловые атомные ансамбли. Однако, влияние теплового движения атомов может оказаться губительным для квантово-информационных свойствах света, записанного в такую ячейку.

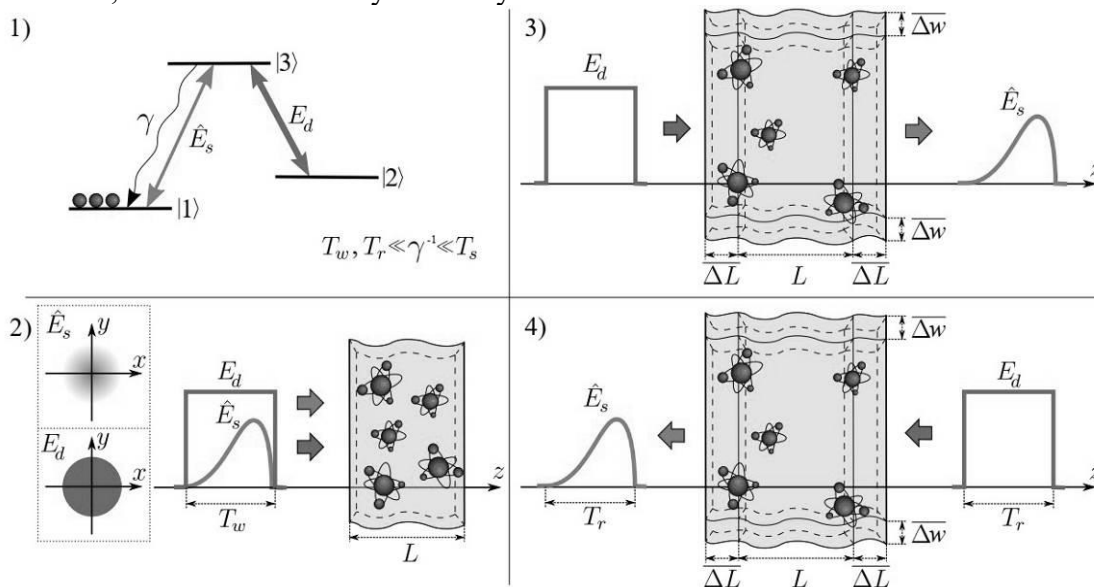


Рис. 1. Схематичное изображение цикла памяти: 1) схема энергетических уровней атома с действующими сигнальным E_s и управляющим E_d полями, 2) запись, 3) прямое считывание, 4) обратное считывание. На вставке поперечный профиль полей: управляющее поле – плоская волна; сигнальное поле – гауссов пучок

В нашей работе мы рассмотрели протокол многомодовой быстрой резонансной квантовой памяти (рис. 1) [1, 2], основанный на резонансном взаимодействии коротких импульсов сигнального и управляющего полей с тепловым атомным ансамблем. В рамках этого протокола можно пренебречь смещением атомов на временах записи и считывания и учитывать его только на этапе хранения. Мы решили трехмерную задачу и построили математическое описание этого протокола, учитывающее тепловое движение атомов не только в продольном, но и поперечном направлениях. Кроме того, было учтено наличие дифракции света в атомной среде и рассмотрены случаи прямого и обратного считывания, для которых дифракция проявляется по-разному.

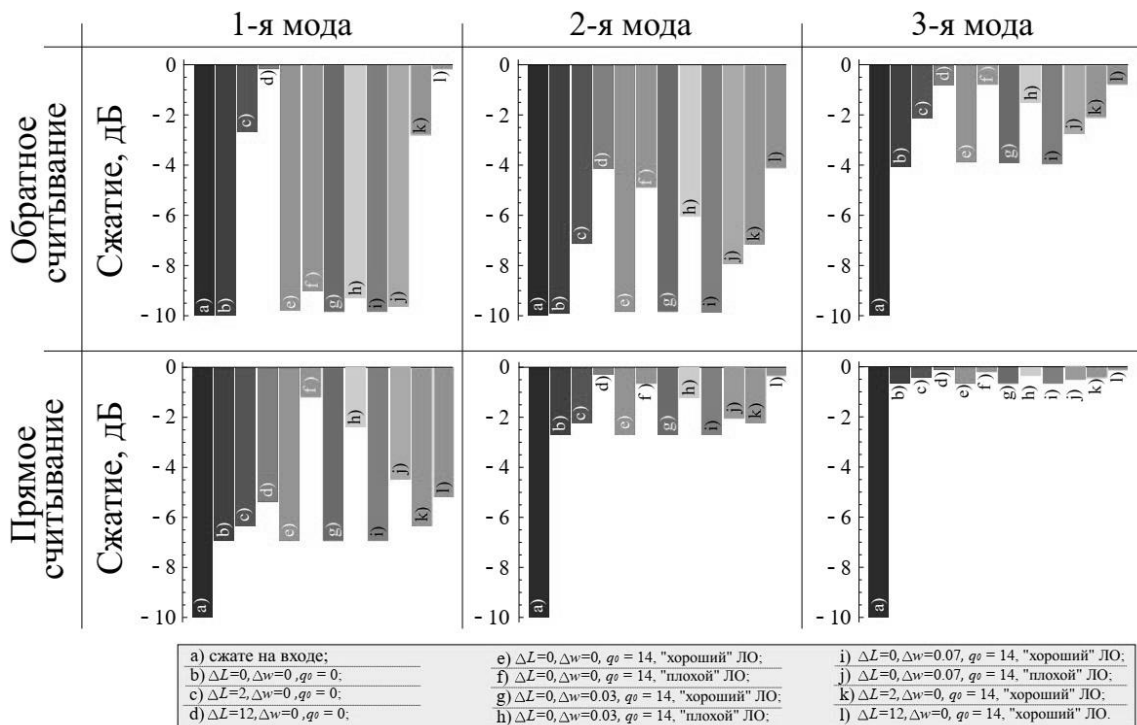


Рис. 2. Степень сжатия сигнального поля с профилем одной из собственных функций на входе в ячейку памяти (а) и на выходе из нее (b-l) при различных параметрах. Выбор оптимального локального осциллятора обозначен как “хороший” ЛО, неоптимального -- как “плохой” ЛО

Затем мы нашли моды Шмидта для неподвижного ансамбля атомов без учета дифракции и проанализировали как в нашей модели сохраняются отдельные сжатые моды при различных параметрах ячейки памяти (рис. 2). Также мы нашли собственные моды, учитывающие наличие продольного теплового движения, и моды, учитывающие наличие дифракции. С их помощью мы оптимизировали одномодовый режим. Далее проанализировали способность исследуемого протокола к сохранению широкополосных импульсов света от субпуассоновского лазера с захватом фазы при различных параметрах ячейки и оценили влияние теплового движения и дифракции на корреляционные свойства записанного внутрь ячейки памяти квадратурно сжатого света.

1. T. Golubeva, Yu. Golubev, O. Mishina, A. Bramati, J. Laurat, E. Giacobino, *Eur. Phys. J. D.*, **66**, 275, (2012).
2. K. Tikhonov, T. Golubeva, Y. Golubev, *Eur. Phys. J. D.*, **69**, 252, (2015).

ПРОЯВЛЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ ЗАМАГНИЧЕННЫХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ В ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СИСТЕМ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Кучеренко М.Г., Налбандян В.М.

Оренбургский государственный университет,
Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбург, Россия

Рассчитаны спектры люминесценции двухкомпонентной системы «экситон-активированная полупроводниковая квантовая точка – слоистая плазмонная композитная наночастица» во внешнем магнитном поле. Установлено, что с изменением структуры оболочечного слоя нанокompозита трансформируется спектральный отклик системы на действие внешнего магнитного поля.

В работах [1-2] было обнаружено, что спектры фотолюминесценции двухкомпонентной системы из квантовых точек (КТ) и металлических наночастиц (НЧ) изменяются во внешнем магнитном поле. В [3-4] был предложен механизм наблюдаемого полевого эффекта, основанный на замагничивании электронной плазмы металла НЧ [5]. В данной работе объектом исследования являлся двухчастичный кластер, образованный из экситон-активированной полупроводниковой квантовой точки и двухслойной плазмонной наночастицы со структурой «ядро-оболочка». Рассматривался гибридный нанокompозит, в котором ядро и сопряженная с ним оболочка создавали сочетание «металл-диэлектрик», или его инверсию.

Исследуемая двухчастичная система представляет собой экситон- активированную сферическую полупроводниковую квантовую точку радиуса R_1 , с содержащейся в ней электрон-дырочной парой или экситоном Ванье-Мотта, и глобулярную слоистую металлогибридную наночастицу радиуса R_2 с ядром радиуса r , расположенную на расстоянии $r > R_1, R_2$ от КТ. Поле \mathbf{E} дипольного источника КТ с моментом $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 \exp(-i\omega t)$ осциллирует с частотой ω . В простейшем квазиоднородном приближении оно наводит в наночастице дипольный момент $\mathbf{p}_2 = \tilde{\alpha}(\omega|\mathbf{V})\mathbf{E}$, где $\tilde{\alpha}(\omega|\mathbf{V})$ – магнитоинвариантный тензор дипольной динамической поляризуемости слоистой НЧ. В однородном монохроматическом поле \mathbf{E} частоты ω возникают плазмонные колебания в металлических компонентах наночастиц. Во внешнем магнитном поле индукции \mathbf{B} электронная плазма металла приобретает анизотропные свойства, и поляризуемость частицы, как и диэлектрическая проницаемость проводящей части НЧ $\varepsilon_2(\omega|\mathbf{V})$, становятся тензором второго ранга. Диэлектрическая проницаемость ε_{QD} КТ принималась постоянной в области частот экситонного перехода. Для материала сопряженной части НЧ ε_1 частотная дисперсия учитывается, если этот материал относится к экситонногенному типу, в противном случае $\varepsilon_1 = \text{const}$. Окружающая среда прозрачна на экситонных частотах и характеризуется диэлектрической постоянной ε_3 .

Ранее, в [5] и других работах авторов были получены выражения для дипольной электрической поляризуемости в магнитном поле слоистых частиц, состоящих из разных материалов ядра и оболочки в различных сочетаниях: металл/диэлектрик, либо диэлектрик/металл. Так для тензора дипольной поляризуемости композита с проводящей оболочкой и диэлектрическим ядром это выражение принимало вид

$$\begin{aligned} \alpha_2(\varepsilon_1, \tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}), \varepsilon_3) = & \\ = & \left[(\varepsilon_1 + 2\tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}))(\tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}) - \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}))(2\tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}) + \varepsilon_3) \xi^3 \right] \times \quad , \quad (1) \\ \times & \left[(\varepsilon_1 + 2\tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}))(\tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}) + 2\varepsilon_3) + 2(\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}))(\tilde{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{V}) - \varepsilon_3) \xi^3 \right]^{-1} R_2^3 \end{aligned}$$

где $\xi = R_1/R_2$, $\varepsilon_1, \varepsilon_3$ - диэлектрические проницаемости непроводящего ядра композита и прозрачной среды, $\vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B})$ - тензор диэлектрической проницаемости металлической оболочки НЧ, зависящий от индукции \mathbf{B} магнитного поля

$$\varepsilon_2(\omega|\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

$$g(\omega) = \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}, \quad \varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}, \quad \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{zz},$$

$$\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}, \quad \varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad g = \frac{\omega_p^2 \Omega_L}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]},$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$ - плазменная (ленгмюровская) частота металла, $\Omega_L = eB/mc$ - ларморовская (циклотронная) частота электронов в магнитном поле индукции B , γ - частота столкновений электронов в металле.

Отождествляемая с сигналом люминесценции спектральная плотность N_{ω} числа фотонов, испущенных объединенной системой «КТ-НЧ» на частоте ω

$$N_{\omega}(\omega|\mathbf{B}, r, \vartheta) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{w_{sp}^2(\omega|\mathbf{B}, r) \Gamma(\omega|\mathbf{B}, r, \vartheta)}{(\omega - \omega_f)^2 + \Gamma^2(\omega|\mathbf{B}, r, \vartheta)}, \quad (2)$$

определяется вероятностью w_{sp} спонтанного перехода [6]

$$w_{sp}(\omega|\mathbf{B}, r) = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\hbar c^3} \left| \left[\vec{\mathbf{I}} + \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) \vec{\alpha}(\omega|\mathbf{B}) \right] \mathbf{p} \right|^2 \quad (3)$$

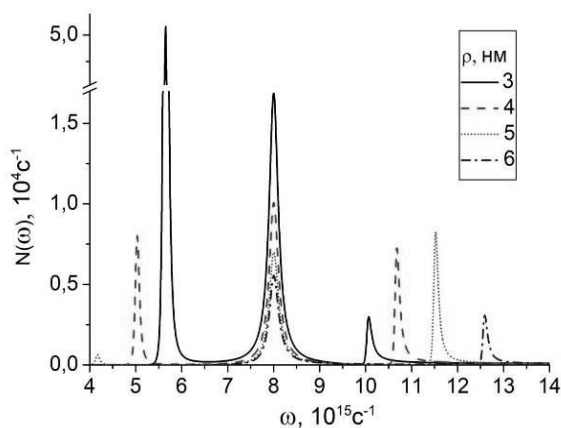
в квантовой точке, расположенной вблизи наночастицы, на расстоянии r от ее центра, где $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) = r^{-3} (3\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} - \vec{\mathbf{I}})$ - квазистатическая диадическая функция Грина точечного дипольного источника; $\vec{\mathbf{I}}$ - единичная диада. Функция $\Gamma(\omega|\mathbf{B})$ спектральной ширины лоренцевой линии $\Gamma(\omega|\mathbf{B}, r, \vartheta) = w_{sp}(\omega|\mathbf{B}, r) + U(\omega|\mathbf{B}, r, \vartheta) + K$ зависит от угла ϑ между векторами \mathbf{p} и \mathbf{r} . Функция $U(\omega|\mathbf{B}, r)$ представляет собой скорость безызлучательной передачи энергии от КТ к наночастице

$$U(\omega|\mathbf{B}, r) = \frac{1}{2\hbar} \text{Im} \left[\mathbf{p} \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) \vec{\alpha}(\omega|\mathbf{B}) \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) \mathbf{p} \right]. \quad (4)$$

Были произведены расчеты спектров скоростей (3) и (4) системы «КТ-композитная НЧ» в магнитном поле различной величины индукции \mathbf{B} , на основе чего определялись спектральные плотности (2) для различных конфигурационных и электродинамических параметров бинарного излучателя.

При увеличении радиуса диэлектрического ядра композитной НЧ от 3 до 6 нм (при этом внешний радиус НЧ не изменялся, то есть толщина металлического слоя композита уменьшалась) спектральная плотность числа испущенных фотонов уменьшается на частоте экситонного перехода (рис. 1). На частотах плазмонных резонансов, связанных с оболочкой слоистой наночастицы, наблюдается рост интенсивности свечения вплоть до значений радиуса ядра 5 нм - в высокочастотной области для $\omega \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$, и монотонное падение амплитуды резонансного пика в низкочастотной области $\omega \approx 4 \div 6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. При уменьшении частоты γ столкновений электронов на три порядка (рис. 2) интенсивность люминесценции комплекса

увеличивалась на 12 порядков, в связи с этим условно экситонная полоса на частоте $\omega = 8 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ становится незаметной по сравнению с двумя плазмонными полосами, которые испытывают характерное расщепление на две компоненты в магнитном поле. Примечательно, что изменение величины γ влияло только на амплитуды плазмонных полос, но не на экситонную полосу. При совпадении частоты ω_{if} с одной из частот плазмонного резонанса наблюдалось дополнительное увеличение интенсивности плазмонных полос еще на один порядок.



$$\omega_p = 13.87 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}, R_1 = 4 \text{ нм}, R_2 = 7 \text{ нм}, r = R_2 + 3 \text{ нм}, d_{vc} = 12 \text{ Д}$$

Рис. 1. Зависимость спектральной плотности числа фотонов, испущенных объединенной системой «КТ-слоистая НЧ» от радиуса диэлектрического ядра НЧ., $B = 0 \text{ Тл}$

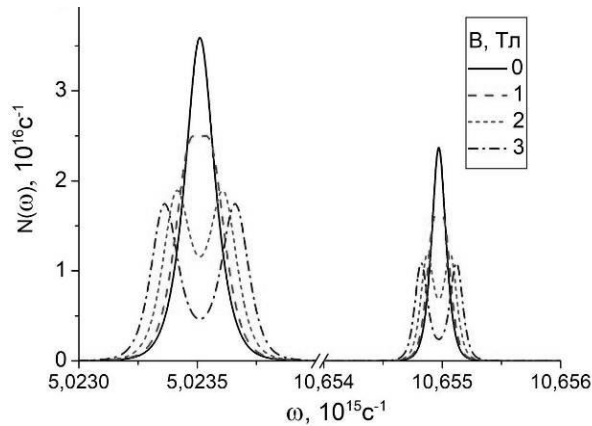


Рис. 2. Модификация условно плазмонных полос спектральной плотности излучения объединенной системы «КТ- слоистая НЧ» в магнитном поле. $\omega_{if} = 8 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\gamma = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2020-0003.

1. С.М. Briskina, А.Р. Tarasov, V.M. Markushev, М.А. Shiryaev, *Journal of Nanophotonics*, **12**, № 4, 043506, (2018).

2. Ч.М. Брискина, А.П. Тарасов, В.М. Маркушев, М.А. Ширяев, *Журнал прикладной спектроскопии*, **85**, № 6, 1018-1020, (2018).

3. М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, *VIII Международная конференция по фотонике и информационной оптике*, 403-404, (2019).

4. М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Т.М. Чмерева, *XI Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2019»*, 93-96, (2019).

5. M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, *J. Opt. Technol.*, **85**, 524-530, (2018).

6. M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, *Physics Procedia*, **73**, 136-142, (2015).

ДИНАМИКА СЛАБОСВЯЗАННЫХ СОЛИТОНОВ БЭК В СИЛЬНО АСИММЕТРИЧНОЙ ЛОВУШКЕ

Нго В.Т, Царёв Д.В, Алоджанц А.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена изучению динамики двух слабо связанных солитонов БЭК, в сигарообразной ловушке. Были получены и проанализированы уравнения динамики разности населенностей солитонов и их фазового сдвига. Выявлены три режима динамики: режимы осцилляций, самозахвата и бегущей фазы.

Растущие требования к точности измерительных приборов стимулируют поиск новых, нестандартных подходов к метрологии. В этой связи получила широкое развитие квантовая метрология – наука об измерении физических величин с точностью на уровне фундаментальных квантовых шумов. Было показано, что использование запутанных или сжатых состояний позволяет повысить точность интерферометрии, преодолеть стандартный квантовый предел точности, $\sigma \propto N^{-1/2}$ (N – число частиц, участвующих в измерении), и достичь предел Гейзенберга, $\sigma \propto N^{-1}$, а также преодолеть его в рамках нелинейной квантовой метрологии [1]. В наших недавних работах [2-4] было продемонстрировано, что солитоны БЭК, помещенные в две сигарообразные ловушки, представляют удобную платформу для получения многочастичных запутанных состояний и их применения в квантовой метрологии. В данной работе предлагается иной подход, основанный на применении всего одной сигарообразной ловушки и помещенного в нее БЭК (Рис. 1). Солитоны, сформированные в такой ловушке, туннельно связаны между собой за счёт перекрытия волновых функций, как и в случае с двумя близкорасположенными ловушками. Изучение динамики таких солитонов, а именно различных режимов обмена частицами, является первым шагом в изучении такой системы, как платформы для квантовой метрологии [5, 6].

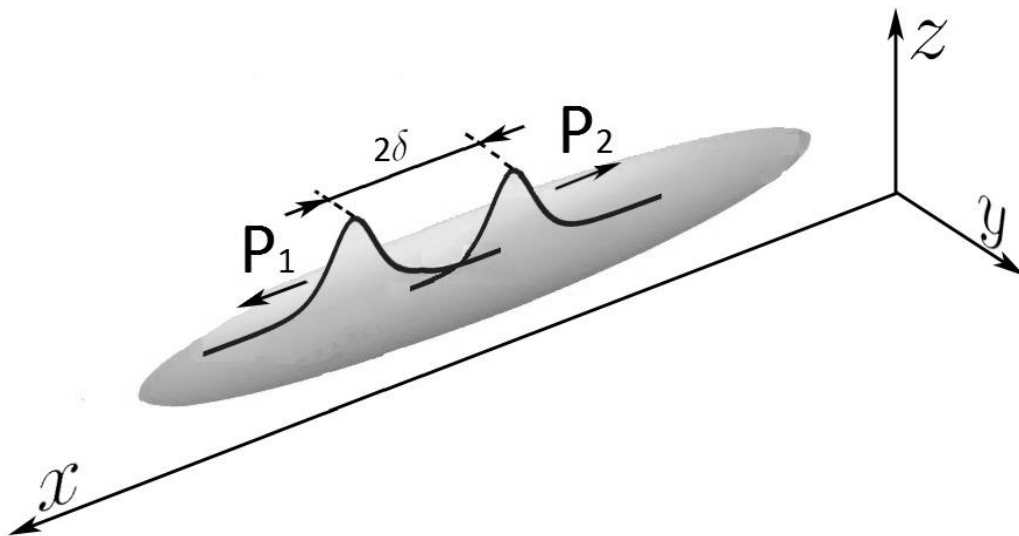


Рис. 1. Солитоны БЭК

Солитоны, изображенные на Рис. 1 описываются следующими волновыми функциями:

$$\Psi_j = \frac{N_j}{2} \sqrt{\frac{u}{N}} \operatorname{sech} \left[\frac{N_j u}{2} (x \pm \delta) \right] e^{i\theta_j}, \quad (1)$$

где N_j – населенность и θ_j – фаза j -го солитона; $N = N_1 + N_2$ – полная населенность ловушки (консервативная величина); u – коэффициент нелинейного взаимодействия частиц; 2δ – расстояние между центрами масс двух солитонов. Волновые функции (1) нормированы

на единицу: $\int (|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2) dx = 1$. Был получен эффективный Лагранжиан данной системы, который может быть записан в виде

$$L = -z\theta + \Lambda z^2 + \frac{\Lambda}{2}(1-z^2)^2 I(z, \Delta)(\cos[2\theta] + 2) + \Lambda(1-z^2)J(z, \Delta)\cos[\theta], \quad (2)$$

где $z = (N_2 - N_1)/N$ и $\theta = \theta_2 - \theta_1$ – разность населенностей (амплитуд) солитонов и фазовый сдвиг между ними; $\Delta = uN\delta/4$ – основной управляющий параметр динамики солитонов; $\Lambda = u^2 N^2 / 16$. Кроме того, в (2) присутствуют функционалы

$$I(z, \Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sech}^2[(1-z)(x-\Delta)] \operatorname{sech}^2[(1+z)(x+\Delta)] dx; \quad (3)$$

$$J(z, \Delta) = \sum_{s=\pm 1} \left(\int_{-\infty}^{\infty} (1+sz) \operatorname{sech}^3[(1+sz)(x+s\Delta)] \operatorname{sech}[(1-sz)(x-s\Delta)] dx \right). \quad (4)$$

Далее с помощью уравнения Эйлера-Лагранжа из (2)-(4) были получены следующие уравнения динамики:

$$\dot{z} = (1-z^2)((1-z^2)\sin[2\theta]I(z, \Delta) + J(z, \Delta)\sin[\theta]); \quad (5)$$

$$\dot{\theta} = 2z + \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2}(1-z^2)^2 I(z, \Delta)(\cos[2\theta] + 2) + (1-z^2)J(z, \Delta)\cos[\theta] \right), \quad (6)$$

где точками обозначены производные по нормированному времени $\tau = 0.5\Lambda t$.

Было проведено численное моделирование уравнений (5),(6) в среде MATLAB, позволившее выявить три различных режима динамики $z(\tau)$ и $\theta(\tau)$ при различных Δ . Примеры таких режимов изображены на рис. 2-7 для $\Delta = 1.5$. Первый режим характеризуется амплитудно-фазовыми осцилляциями (рис. 2-3), причём в обмен вовлечены N частиц конденсата. Режим осцилляций характерен в большей степени для малых Δ и изначально синфазных солитонов, т.е. для $\theta(0)=0$. Второй режим – режим самозахвата, также характеризуется амплитудно-фазовыми осцилляциями, однако при этом $z(\tau)$ не меняет своего знака (Рис. 4-5). Это означает, что часть частиц не участвует в обмене, оказываясь «захваченной» одним из солитонов. Наконец, третий режим – режим бегущей фазы также характеризуется самозахватом частиц, но фазовый сдвиг не осциллирует, а бесконечно возрастает (или убывает) (рис. 6-7). Этот режим характерен в большей степени для больших Δ . Вообще с ростом Δ наблюдается тенденция к переходу осцилляций в самозахват, а затем в режим бегущей фазы, т.е. все меньшее число начальных значений $z(0)$ и $\theta(0)$ приводят к амплитудно-фазовым осцилляциям, и все большее их число – к режиму бегущей фазы. В предельном случае $\Delta \rightarrow 0$ бегущая фаза вовсе не наблюдается, тогда как при $\Delta \rightarrow \infty$ наблюдается только бегущая фаза. Это связано с тем, что с увеличением расстояния между солитонами, Δ , ослабевает туннельный обмен между ними, пока в пределе солитоны не оказываются полностью изолированными.

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-52-52012.

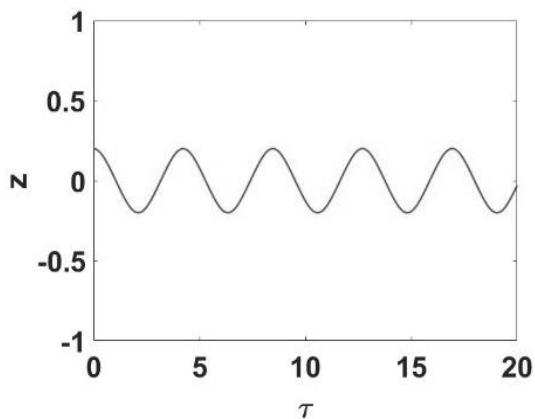


Рис. 2. $z(\tau)$ при $z(0)=0.2$, $\theta(0)=\pi$

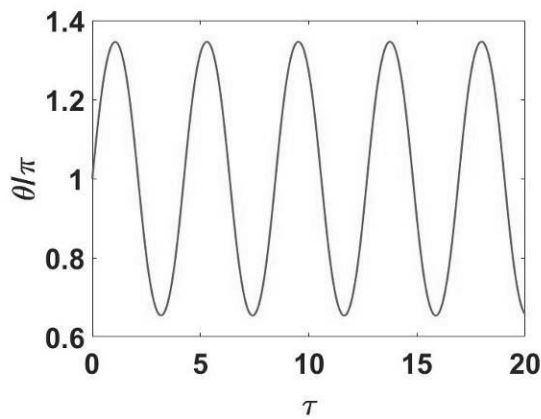


Рис. 3. $\theta(\tau)$ при $z(0)=0.2$, $\theta(0)=\pi$

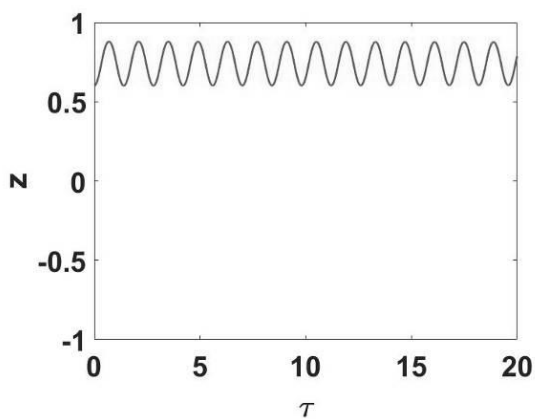


Рис. 4. $z(\tau)$ при $z(0)=0.2$, $\theta(0)=0$

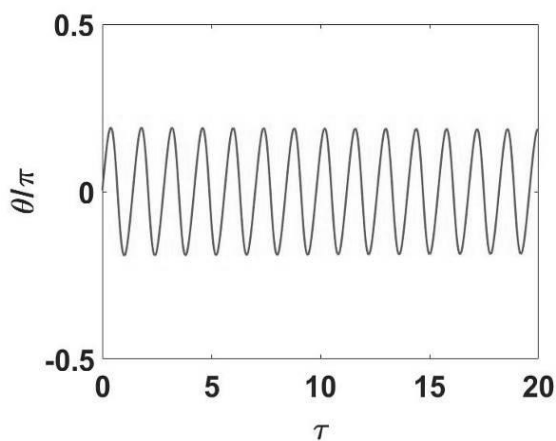


Рис. 5. $\theta(\tau)$ при $z(0)=0.2$, $\theta(0)=0$

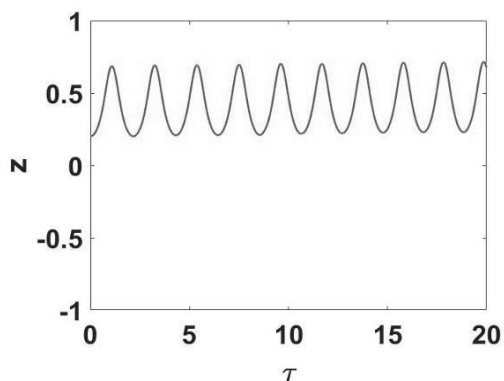


Рис. 6. $z(\tau)$ при $z(0)=0.6$, $\theta(0)=0$

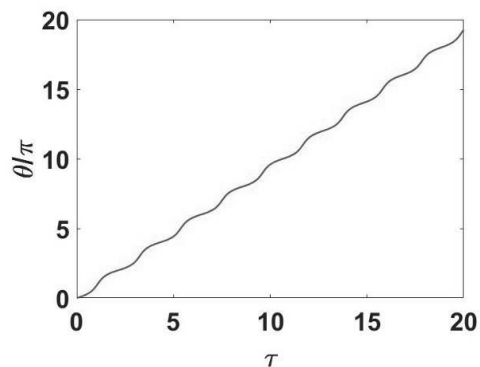


Рис. 7. $\theta(\tau)$ при $z(0)=0.6$, $\theta(0)=0$

1. J.P. Dowling, *Contemporary physics*, **49**, 125-143, (2008).
2. D.V. Tsarev, S.M. Arakelyan, Y. Chuang, R.-K. Lee, A.P. Alodjants, *Optics Express*, **26**, 19583-19595, (2018).
3. D.V. Tsarev, T.V. Ngo, R.-K. Lee, A.P. Alodjants, *New Journal of Physics*, **21**, 083041, (2019).
4. Д.В. Царёв, Т.В. Нго, А.П. Алоджанц, *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, **84**, 332-335, (2020).
5. P.V. Elyutin, A.N. Rogovenko, *Physical Review E*, **63**, 026610, (2001).
6. E.A. Ostrovskaya, Y.S. Kivshar, M. Lisak, B. Hall, F. Cattani, D. Anderson, *Physical Review A.*, **61**, 031601, (2000).

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА

Иванова С.В.

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН.

Москва, Россия

Свойства спектров комбинационного рассеяния в кристаллах кварца исследованы в области температур 20-800°C и частот 0-500 см⁻¹. Для всех исследованных спектральных линий обнаружены особенности в области температур 200 и 400°C.

Кварц испытывает фазовый переход от высокотемпературной β-фазы в низкотемпературную α-фазу при температуре 573°C. В работе [1] было сделано предположение о существовании несоизмеримой фазы между α и β фазами, которая впоследствии была обнаружена в узком температурном интервале 1.4°C вблизи этой температуры [2]. Согласно теоретико-групповому анализу [3] оптические колебания в кристалле кварца распределены по классам симметрии: $\Gamma=4A_1(z)+4A_2(z)+E(x,y)$, где A_1 и E колебательные моды могут появляться в спектрах комбинационного рассеяния (КР). Как следует из анализа спектров, A_1 моде соответствуют максимумы КР при частотах 206, 357, 466 см⁻¹, E моде соответствуют максимумы КР при частотах 128 и 266 см⁻¹. Кроме этих линий в спектрах имеется мода с максимумом КР при частоте 147 см⁻¹. Указанные частоты колебательных мод соответствуют максимумам интенсивности КР при комнатной температуре.

Нелинейные свойства кристаллов кварца были исследованы в температурной области 20 - 800°C. Образец размером 3x4x5 мм³ был вырезан перпендикулярно оптической оси кристалла. Поляризация падающего луча аргонового лазера ($\lambda = 514,5$ нм, $P = 30-300$ мВт) была перпендикулярна или параллельна оптической оси кристалла в разных экспериментах. Образец помещался в печь в область перетяжки сфокусированного светового луча. Спектры регистрировались спектрометром ДФС-12.

В данной работе исследована температурная зависимость величин максимумов в спектрах КР. Для A_1 моды при направлении луча лазера перпендикулярно оптической оси и поляризации вдоль этой оси температурные кривые имеют аномалии при температурах 200 и 400°C. Температурная кривая с частотой 466 см⁻¹ имеет максимум при 200°C. Для E моды с частотами 128 и 266 см⁻¹ обнаружены аномалии при температурах 200 и 400°C. Дополнительная мода с частотой 147 см⁻¹ при изменении температуры имеет максимум при 400°C. Максимум при этой температуре наблюдается и для линии 128 см⁻¹. При исследовании зависимости частоты мод от температуры обнаружено пересечение кривых для колебаний с частотой 128 и 147 см⁻¹ при 400°C.

На основании полученных результатов и исследований в работе [4] можно предположить, что аномалии на температурных кривых интенсивности рассеяния в максимуме связаны с трансформацией нанодоменных структур в α-фазе в области 200 и 400°C.

1. T.A. Aslanyan, A.P. Levanyuk, *Solid State Commun.*, **31**, 547, (1979).
2. G. Dolino, J.P. Bachheimer, C.M.E. Zeyen, *Solid State Commun.*, **45**, 295, (1983).
3. J.F. Scot, S.P. Porto, *Phys.Rev.*, **161**, 903-910, (1967).
4. S.V. Ivanova, *Journal of Molecular Structure*, **294**, 183-186, (1993).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛ ПСЕВДОИЗОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ ПРИ ВНЕДРЕНИИ В НАНОПОРИСТЫЙ ОКСИД АЛЮМИНИЯ

Набиуллина Р.Д., Старовойтов А.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе были изучены гибридные пленки нанопористого оксида алюминия, активированные органическими люминофорами. Установлено, что взаимодействие с поверхностью нанопор приводит к изомеризации и агрегации молекул.

В последнее время большой интерес вызывают лазеры, изготовленные на фотонных кристаллах, имеющих пространственно-периодический показатель преломления. Ожидается, что именно фотонные кристаллы будут ключевым материалом для изготовления высокоэффективных лазерных устройств [1]. Одним из эффективных материалов для получения фотонного кристалла в области длин волн видимого диапазона является анодированный оксид алюминия. Так, в работе [2] исследования показали, что использование пористого оксида алюминия в данной структуре способствует обнаружению лазерной генерации с низким пороговым значением.

Нанопористый оксид алюминия представляет собой твердотельную матрицу, полученную в результате процесса анодирования тонких пластин алюминия. Он имеет однородные неразветвленные нанопоры, которые обычно организованы в гексагональную решетку, и длина которых может достигать нескольких миллиметров. Диаметр нанопор может составлять от 1 до 500 нанометров в зависимости от кислоты, используемой в процессе анодирования [3].

Сочетание матрицы нанопористого оксида алюминия с органическими люминофорами открывают новые возможности для создания усовершенствованных сенсорных датчиков, элементов солнечной энергетики и лазерных устройств. В качестве органического соединения хорошо подходит псевдоизоцианиновый краситель, который способен формировать молекулярные нанокластеры, обладающие узкой полосой поглощения, оптической нелинейностью, а также высоким значением квантового выхода [4].

Целью работы было исследование спектров поглощения молекулы псевдоизоцианинового красителя в матрице нанопористого оксида алюминия.

В качестве образцов были использованы шлифованные алюминиевые пластины, которые подвергались анодированию для получения нанопористой поверхности. Посредством импрегнации в спиртовом растворе псевдоизоцианинового красителя происходила активация пор молекулами люминофора. Для непрозрачных образцов были измерены спектры диффузного рассеяния, на основе чего были получены спектры поглощения внедренных молекул. Показано, что при импрегнации происходит изомеризация и агрегация молекул красителя за счет взаимодействия с поверхностью нанопор.

1. W. Yang, B. Wang, A. Sun, J. Liu, G. Xu, *Mater. Lett.*, **178**, 197-200, (2016).
2. H. Masuda, M. Yamada, F. Matsumoto, S. Yokoyama, S. Mashiko, M. Nakao, K. Nishio, *Adv. Mater.*, **18**, №2, 213-216, (2006).
3. A.K. Tiwari, S. Shaik, S.A. Ramakrishna, *Appl. Phys. B*, **124**, №7, 127:1-8, (2018).
4. J.L. Bricks, Y.L. Slominskii, I.D. Panas, A.P. Demchenko, *Methods Appl. Fluoresc.*, **6**, 012001:1-32, (2018).

ЭНЕРГИЯ И ИМПУЛЬС ОТДАЧИ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Аветисян Ю.А., Малышев В.А.*, Трифонов Е.Д.**

Институт проблем точной механики и управления РАН,
Саратов, Россия,

*Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen,
Groningen, The Netherlands,

**Российский государственный педагогический университет
С.-Петербург, Россия

Рассматривается теоретически резонансное рассеяние света на бозе эйнштейновском конденсате (БЭК) разреженного слабо неидеального атомарного газа, заключенного в гармоническую ловушку. Результаты расчетов энергии и импульса отдачи фотона находятся в хорошем согласии с данными ранее выполненных экспериментов на БЭК атомов ^{87}Rb .

В результате многократных актов взаимодействия с излучением атомы БЭК приобретают импульсы отдачи, что приводит к появлению ряда движущихся когерентных атомных облаков. Последние были зарегистрированы в экспериментах группы Кеттерле [1-5]. В частности, было проведено измерение импульса и энергии отдачи атомов БЭК [4].

В настоящей работе развита теория резонансного рассеяния света на БЭК слабо неидеального разреженного газа. Мы обобщаем ранее развитый подход [6-9] и уточняем результаты, полученные нами в [8, 9] для теоретической интерпретации эффекта фотонной отдачи. Мы учитываем взаимодействие атомов БЭК в приближении Гросса-Питаевского и более детально исследуем влияние потенциала ловушки.

Наш анализ основан на численном решении полуклассических уравнений Максвелла-Гросса-Питаевского [8, 9] с параметрами, близкими к экспериментальным. Слабая неидеальность бозе-газа была учтена в приближении Гросса-Питаевского [10-12]. Согласно геометрии эксперимента [4], взаимодействие света с БЭК было описано в рамках одномерной модели в приближении медленного изменения амплитуд поля и волновых функций атомов. Компьютерное моделирование эксперимента [4] подтвердило наличие колебаний плотности основного конденсатного облака в зависимости от отстройки от резонанса. Временная частота этих колебаний позволяет определить энергию отдачи фотона. Результаты расчетов для ряда значений отстройки от резонанса показали, в частности, что неидеальность БЭК приводит к сдвигу дисперсионной кривой полной энергии отдачи фотона на величину константы межатомного взаимодействия. В дополнение к моделированию интерференционного эксперимента [4] нами был выполнен прямой расчет энергии отдачи и импульса отдачи. Такой подход позволил рассчитать не только квантово-механическое среднее значение импульса отдачи атома, но и его статистическое распределение, а также соответствующие характеристики энергии отдачи. Полученные результаты согласуются с экспериментом [4].

Разработанный метод исследования рассеяния света и определения энергии и импульса отдачи фотонов применим для широкого класса диспергирующих сред и может быть применен в области атомной интерферометрии и лазерной манипуляции атомов.

Один из авторов (Е.Д. Трифонов) выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку работы (проект №15-02-08369-А). Разработка усовершенствованного алгоритма математического моделирования для анализа элементарных актов рассеяния выполнена Ю.А. Аветисяном в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема №АААА-А18-118042790042-4) и гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект №19-07-00378).

1. S. Inouye, A.P. Chikkatur, D.M. Stamper-Kurn, J. Stenger et al., *Science*, **285**, 571-574, (1999).
2. S. Inouye, R.F. Löw, S. Gupta, T. Pfau et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4225-4228, (2000).
3. D. Schneble, Y. Torii, M. Boyd, E.W. Streed et al., *Science*, **300**, 475-478, (2003).
4. G.K. Campbell, A.E. Leanhardt, J. Mun, M. Boyd et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 170403-4, (2005).
5. I. Dimitrova, W. Lunden, J. Amato-Grill, N. Jepsen et al., *Phys. Rev. A*, **96**, 051603-6, (2017).
6. Yu. A. Avetisyan, E.D. Trifonov, *Phys. Rev. A*, **88**, 025601-3, (2013).
7. Ю. А. Аветисян, Е.Д. Трифонон, *УФН*, **185**, № 3, 307-315 (2015).
8. Yu. A. Avetisyan, V.A. Malyshev, E.D. Trifonov, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **50**, 085002-6, (2017).
9. Ю.А. Аветисян, В.А. Мальшев, Е.Д. Трифонон, *ЖЭТФ*, **157**, № 3, 454–460 (2020).
10. E. P. Gross, *Nuovo Cim.* **20**, 454 (1961); *J. Math. Phys.* **4**, 195 (1963).
11. Л.П. Питаевский, *ЖЭТФ* **40**, № 2, 451 (1961).
12. Л.П. Питаевский, *УФН*, **176**, № 4, 345-364 (2006).

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЛАЗЕРНАЯ УСТАНОВКА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ**

**Шарандин Е.А., Гладышев В.О., Горелик В.С.,
Кауц В.Л., Каютенко А.В., Николаев П.П.**

**Московский Государственный Технический Университет
им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия**

Создана экспериментальная лазерная установка для спектральных исследований нелинейно-оптических процессов в широком диапазоне длин волн. Приведены результаты исследования спектров вынужденного комбинационного рассеяния при накачке монокристаллов и поликристаллических порошков лазерным излучением видимого и УФ длин волн.

Использование мощного лазерного излучения позволяет наблюдать множество нелинейных и параметрических процессов в диэлектрической среде, таких как вынужденное комбинационное рассеяние, параметрическое рассеяние света, генерация оптических гармоник, двухфотонное поглощение, двухфотонная лазерная люминесценция и т.п. С целью получения экспериментальных данных по нелинейно-оптическим характеристикам создана экспериментальная лазерная установка.

Установка позволяет производить исследования в спектральном диапазоне 0,2 – 3,5 мкм с временным разрешением до 3 пс. В качестве источников возбуждения среды использованы неодимовые и иттербиевые лазеры, формирующие импульсы излучения длительностью от 300 фс до 15 нс и интенсивностью до 10^{15} Вт/см² как на основной частоте, так и при генерации гармоник, вплоть до пятой.

Проведены измерения спектров вынужденного комбинационного рассеяния перспективных монокристаллов и поликристаллические порошков: кальцита, нитрата бария, бромата натрия, вольфрамов и молибдатов щелочноземельных элементов и др. Ряд спектров вынужденного комбинационного рассеяния оптического излучения УФ диапазона получен впервые.

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ УПРАВЛЕНИЕ СИГНАЛАМИ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ

Низамова Э.И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Проведен расчет сигналов эха в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ с учетом механизма электрических дипольных переходов и локальной симметрии месторасположения примесного иона в кристалле. Показано, что относительная интенсивность отклика эха зависит от площадей лазерных импульсов и ориентации поляризации импульсов относительно локальной оси симметрии.

Поляризационные закономерности генерации долгоживущего фотонного эха (ДФЭ) в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ дают возможность использовать сигналы аккумулированной долгоживущей эхо-голограммы (АДЭГ) для преобразования информации, заложенной во временной структуре объектных лазерных импульсов.

В работах [1, 2] впервые было показано, что, несмотря на то, что уровни Pr^{3+} в LaF_3 являются простыми синглетами, поляризация и интенсивность отклика ДФЭ зависят от ориентаций поляризаций возбуждающих импульсов. Это связано с различными расположениями (кристаллографическими осями α, β, γ) ионов Pr^{3+} в элементарной ячейке кристалла LaF_3 относительно направления локальной оси симметрии. В случае линейной поляризации возбуждающих лазерных импульсов, напряженность электрического поля отклика ДФЭ пропорциональна фактору [1]:

$$\vec{q} = \sum_{\xi=\alpha,\beta,\gamma} \vec{e}_\xi \sin(\mathcal{G}_1 \vec{e}_\xi \cdot \vec{e}_1) \sin(\mathcal{G}_2 \vec{e}_\xi \cdot \vec{e}_2) \sin(\mathcal{G}_3 \vec{e}_\xi \cdot \vec{e}_3),$$

где \vec{e}_i - вектор поляризации i -го лазерного импульса, \mathcal{G}_i - площадь i -го лазерного импульса, \vec{e}_ξ - единичный вектор в направлении кристаллографической оси $\xi = \alpha, \beta, \gamma$. Для расчета этого фактора введем систему координат (ХОУ) нормальную оптической оси, вдоль которой распространяются лазерные импульсы. Введем углы φ_{ix} - между направлением поляризации i -го лазерного импульса и осью X, а также углы $\alpha_x, \beta_x, \gamma_x$ между кристаллографическими осями α, β, γ и осью X. Проекция вектора \vec{q} на оси X и Y будут иметь вид:

$$q_x = q_\alpha \cos \alpha_x + q_\beta \cos \beta_x + q_\gamma \cos \gamma_x,$$

$$q_y = q_\alpha \sin \alpha_x + q_\beta \sin \beta_x + q_\gamma \sin \gamma_x,$$

где

$$q_\alpha = \sin[\mathcal{G}_1 \cos(\varphi_{1x} - \alpha_x)] \sin[\mathcal{G}_2 \cos(\varphi_{2x} - \alpha_x)] \sin[\mathcal{G}_3 \cos(\varphi_{3x} - \alpha_x)],$$

$$q_\beta = \sin[\mathcal{G}_1 \cos(\varphi_{1x} - \beta_x)] \sin[\mathcal{G}_2 \cos(\varphi_{2x} - \beta_x)] \sin[\mathcal{G}_3 \cos(\varphi_{3x} - \beta_x)],$$

$$q_\gamma = \sin[\mathcal{G}_1 \cos(\varphi_{1x} - \gamma_x)] \sin[\mathcal{G}_2 \cos(\varphi_{2x} - \gamma_x)] \sin[\mathcal{G}_3 \cos(\varphi_{3x} - \gamma_x)].$$

Аналогично работе [3] пространственно-временная структура отклика АДЭГ с учетом поляризации определится выражением:

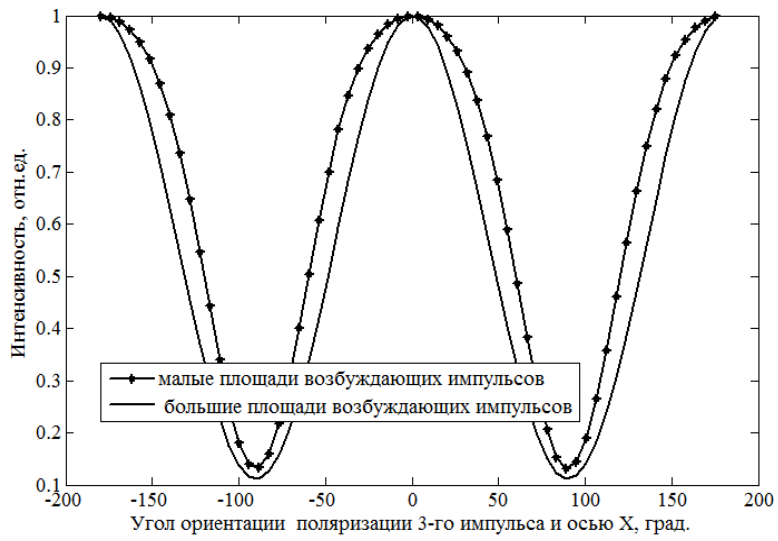
$$I \sim EE^*, \vec{E}_{\text{АДЭГ}} \approx \sum_{j=1}^n \vec{E}_j(\vec{r}, t) \cos(\Delta\phi_j)$$

где

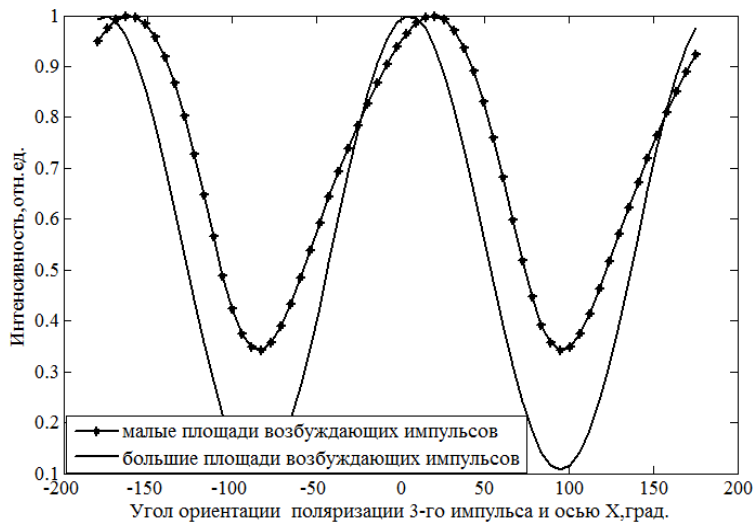
$$\begin{aligned}
E_{jx} &\approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \cdot q_x \cdot S_1^{j*} S_2^j S_3^j e^{i\Delta(t-2\tau_{12}^j - \tau_{21} - \tau - \tau_1)} \times \\
&\times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\vec{k}_{1n'}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{2n''}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{3n'''}^{(j)} \vec{r}} \right|} e^{-i(\vec{k}_{en}^{(j)} + \vec{k}_{1n'}^{(j)} - \vec{k}_{2n''}^{(j)} - \vec{k}_{3n'''}^{(j)}) \vec{r}}, \\
E_{jy} &\approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \cdot q_y \cdot S_1^{j*} S_2^j S_3^j e^{i\Delta(t-2\tau_{12}^j - \tau_{21} - \tau - \tau_1)} \times \\
&\times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\vec{k}_{1n'}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{2n''}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{3n'''}^{(j)} \vec{r}} \right|} e^{-i(\vec{k}_{en}^{(j)} + \vec{k}_{1n'}^{(j)} - \vec{k}_{2n''}^{(j)} - \vec{k}_{3n'''}^{(j)}) \vec{r}},
\end{aligned}$$

$\theta_1^{(j)}, \theta_2^{(j)}$ - площади первого и второго импульсов в j -ой паре, $\vec{k}_{in}^{(j)}$ - волновые вектора плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов для каждой j -ой пары, V - объем возбуждаемой части образца, $g(\Delta)$ – распределение оптических центров по частотам, $\Delta = \omega - \Omega_0$, ω – частота лазерного излучения, Ω_0 – частота резонансного перехода, $\varepsilon_{in}^{(j)}$ - амплитуды напряженности электрических полей плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов в каждой j -ой паре, $\Delta\varphi_j$ - фаза j -ой пары, в случае двух пар импульсов, τ_{12}^j - промежуток времени между импульсами в паре, τ - промежуток времени между парами импульсов, τ_1 - промежуток времени между вторым импульсом во второй паре и считывающим импульсом. На рисунках 1-2 приведены результаты расчета угловой зависимости интенсивности отклика ДФЭ от поляризации возбуждающих лазерных импульсов в $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ и проведено сравнение с малоплощадным приближением.

Анализ графиков, представленных на рисунках 1-2. показывает, что интенсивность отклика ДФЭ уменьшается практически в 9 раз, но не до нуля, когда поляризация третьего импульса нормальна поляризациям остальных двух импульсов. При малых значениях площадей импульсов интенсивность эха уменьшается слабее. Интенсивность эха обращается в нуль в случае, когда поляризации импульсов расположены под углом 120° . Зависимость относительной интенсивности отклика эха от ориентации поляризации импульсов относительно соответствующей оси может быть использована в поляризационном управлении преобразованием информации в эхо-голографии и реализации логических операций с сигналами, являющимися откликами АДЭГ [4].

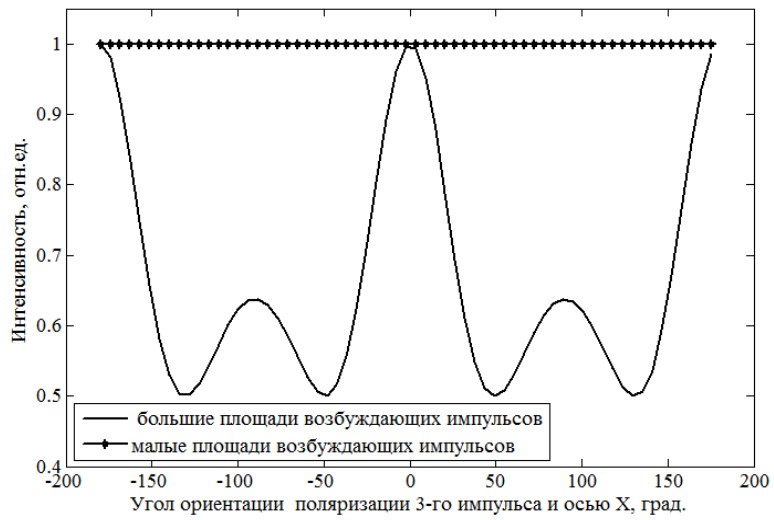


а)

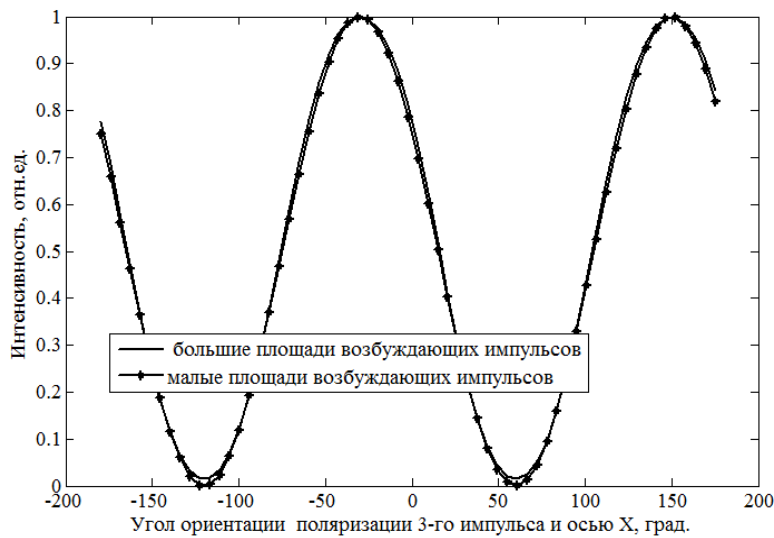


б)

Рис. 1. Зависимость интенсивности отклика ДФЭ от ориентации поляризации импульсов в случае: а) $\varphi_{1x} = 0^0$, $\varphi_{2x} = 0^0$, б) $\varphi_{1x} = 0^0$, $\varphi_{2x} = 10^0$



а)



б)

Рис. 2. Зависимость интенсивности отклика ДФЭ от ориентации поляризации импульсов в случае:

а) $\varphi_{1x} = 0^0$, $\varphi_{2x} = 90^0$, б) $\varphi_{1x} = 0^0$, $\varphi_{2x} = 120^0$

1. В.Н. Лисин, *Письма в ЖЭТФ*, **57**, №7, 402-405, (1993).
2. V.A. Zuikov, I.S. Bikbov, L.A. Nefediev, V.V. Samartsev, *Laser Phys.*, **2**, 747-751, (1992).
3. A.R. Sakhbieva, L.A. Nefediev, Y.A. Nefedyev, E.N. Akhmedshina, A.O. Andreev, *Journal of Physics: Conference Series*, **1283**, 012011, (2019).
4. L.A. Nefediev, E.I. Nizamova, G.I. Garnava, *Journal of Applied Spectroscopy*, **86**, 499-503, (2019).

ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИ МОДУЛИРОВАННОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Коваленко Д.В.^{***}, Басалаев М.Ю.^{***,***}, Юдин В.И.^{***,***},
Тайченачев А.В.^{***}

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

**Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

***Новосибирский государственный технический университет,
Новосибирск, Россия

На основе формализма атомной матрицы плотности проведены теоретическое исследование и оптимизация магнитооптических сигналов при периодической модуляции параметров светового поля.

В настоящей работе мы развиваем обобщенную теорию магнитооптических резонансов (МОР), рассматривая резонансное взаимодействие между атомной средой с вырожденными энергетическими уровнями и квазимонохроматическим лазерным полем с произвольной эллиптической поляризацией в присутствии постоянного магнитного поля. Параметры лазерного поля (фаза, частота, поляризация и амплитуда) периодически модулируются на частоте f , сканируемой вблизи ларморовской частоты. При использовании численного метода [1], позволяющего находить динамическое стационарное состояние для матрицы плотности, нами были проведены расчеты спектроскопических сигналов для различных типов оптических переходов $F_g \rightarrow F_e$ (F_g, F_e – полные угловые моменты в основном и возбужденном состояниях) и моделей релаксации (только радиационная релаксация, а также с учетом деполяризующих столкновений) вне рамок теории возмущений и без применения Фурье и Флоке формализмов. В частности, мы показываем, что в случае гармонической частотной модуляции $B\sin(ft)$ существует оптимум сигнала поглощения света в среде относительно глубины модуляции B . Данный оптимум приблизительно соответствует половине ширины оптических переходов γ_D (доплеровское или столкновительное уширение) (рисунок).

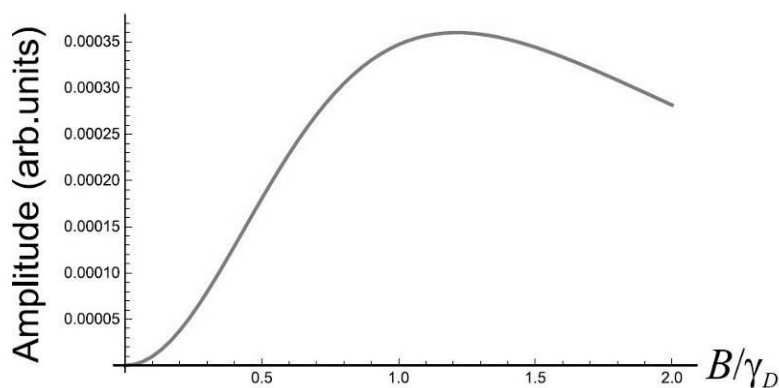


Рисунок. Зависимость амплитуды МОР от глубины модуляции B для перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов № 19-32-90181 и № 20-02-00505, гранта Президента Российской Федерации (МК-161.2020.2) и фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 19-1-1-67-2).

1. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaev, *Phys. Rev. A*, **93**, 013820, (2016).

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ДИСПЕРСИИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА ФОТОНОВ ПРОИЗВОЛЬНОГО КВАНТОВОГО СОСТОЯНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Медведева С.С., Гайдаш А.А., Мирошниченко Г.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрена динамика дисперсии среднего числа фотонов произвольного квантового состояния в оптическом волокне на основе модели, полученной при решении уравнения Лиувилля, исследованы зависимости параметров динамики от характеристик квантового канала.

Любое квантовое состояние подвержено декогеренции – неунитарной динамике, являющейся результатом взаимодействия квантовой системы с окружающей средой [1]. Внешнее воздействие на оптоволокно, например, флуктуации температуры, вибрации, сгибы, растяжения, а также рассеяние света на неоднородностях материала оптоволокна ведут к изменению тензора диэлектрической проницаемости. В общем случае тензор диэлектрической проницаемости анизотропен и его значения имеют как вещественную, так и мнимую части [2]. Вещественная часть значений тензора определяет двулучепреломление материала, тогда как мнимая часть описывает явление дихроизма оптического волокна. Оба явления: двулучепреломление и дихроизм, зависят от частоты сигнала. Данная работа исследует динамику дисперсии среднего числа фотонов произвольного квантового состояния (фоковское, когерентное, сжатый вакуум). Актуальность данной работы аргументирована необходимостью точного описания динамики квантовых состояний, например, для использования в доказательствах секретности квантовых протоколов шифрования.

Рассмотрение динамики дисперсии использует, основанную на решении уравнения Лиувилля, которое является частным случаем уравнения Линдблада (в Марковском приближении). Уравнение Линдблада в общем случае описывает диссипативную динамику любой квантовой системы, связанной с окружающей средой, и может быть использовано для решения широкого круга проблем [3]. В частности, в данной работе рассматривается уравнение Лиувилля, позволяющее получить модель диссипативной динамики квантового состояния с учетом всех значимых физических явлений.

Полученное на основе уравнения Лиувилля выражение позволяет оценить дисперсию среднего числа фотонов произвольного квантового состояния. Получены оценки характерных времён распространения квантовых состояний через канал для различных особенностей зависимостей (экстремумы, полуширины спадов и пр.). Исследованы зависимости параметров динамики от характеристик квантового канала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт № 2019-0903).

1. W.H. Zurek, *Reviews of modern physics*, **75**, №3, 127, 715, (2003).
2. L. Mandel, E. Wolf, *Cambridge university press*, (1995).
3. H. Carmichael, *Springer Science & Business Media*, **18**, (2009).

РАСЧЁТ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАЗЛЁТА ЗАПУТАННЫХ ФОТОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Кириченко Д.Н., Наседкин Б.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты математического моделирования разлёта фотонов в вырожденном случае процесса спонтанного параметрического рассеяния второго типа. Получены значения углов разлёта сигнального и холостого фотонов в зависимости от ориентации в пространстве оптической оси кристалла.

Ввиду широкой распространённости применений запутанных фотонов [1, 2], встает проблема позиционирования оптических компонентов относительно углов разлёта сгенерированных фотонов для схем с неколлинеарной геометрией. Точные значения этих величин необходимо знать для одновременного упрощения и улучшения качества юстировки конструктивных элементов оптической схемы. Одним из наиболее распространённых способов генерации запутанных фотонов является реализация процесса спонтанного параметрического рассеяния. Для реализации спонтанного параметрического рассеяния подбираются среды с нелинейной восприимчивостью второго порядка для которых должно выполняться условие фазового синхронизма, которое записывается следующим образом:

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \quad (1)$$

где $\vec{k}_p, \vec{k}_s, \vec{k}_i$ – волновые векторы для волны накачки, сигнальной и холостой волн соответственно. В общем случае данное условие не выполняется, но существует возможность подобрать такую анизотропную среду, для которой представленное условие может выполняться для определённого направления.

Для определения углов разлёта запутанных фотонов для формулы (1) был рассмотрен случай, при котором учитывалась зависимость проекций волновых векторов как от угла φ , который изменяется в той же плоскости, что и угол поворота ψ между оптической осью и направлением распространения оптической накачки, так и от угла ξ , между направлением волнового вектора и плоскостью в которой лежат углы φ и ψ .

Выразив углы разлёта внутри кристалла для фотонов с поляризацией, соответствующей обыкновенному показателю преломления через углы, соответствующие фотонам с ортогональной поляризацией, было получено следующее уравнение:

$$k_p - k_o \sqrt{1 - \left(\frac{k_e \cos \xi_e \sin(\varphi_e)}{k_o \sqrt{1 - \left(\frac{k_e}{k_o} \sin(\xi_e) \right)^2}} \right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{k_e}{k_o} \sin(\xi_e) \right)^2} - k_e \cos \varphi_e \cos \xi_e = 0. \quad (2)$$

При внимательном рассмотрении проекций волновых векторов можно обнаружить, что направление, в котором распространяются и сигнальные и холостые фотоны, будет соответствовать случаю, при котором $\varphi=0$. Тогда из уравнения (2) получим:

$$k_p - k_o \sqrt{1 - \left(\frac{k_e}{k_o} \sin(\xi_e) \right)^2} - k_e \cos \xi_e = 0. \quad (3)$$

Для решения уравнения (3) в качестве нелинейной среды был выбран отрицательный одноосный кристалл бета-бората бария [3]. Для показателя преломления необыкновенной волны генерируемого излучения угол поворота рассматривался как сумма угла поворота ψ между оптической осью и направлением распространения оптической накачки и угла φ . Был выбран вырожденный случай генерации спонтанного параметрического рассеяния для длины волны накачки 400 нм и 800 нм для сигнальной и холостой волн. При построении данной зависимости учитывался закон Снеллиуса, поскольку излучение проходило границу раздела двух сред.

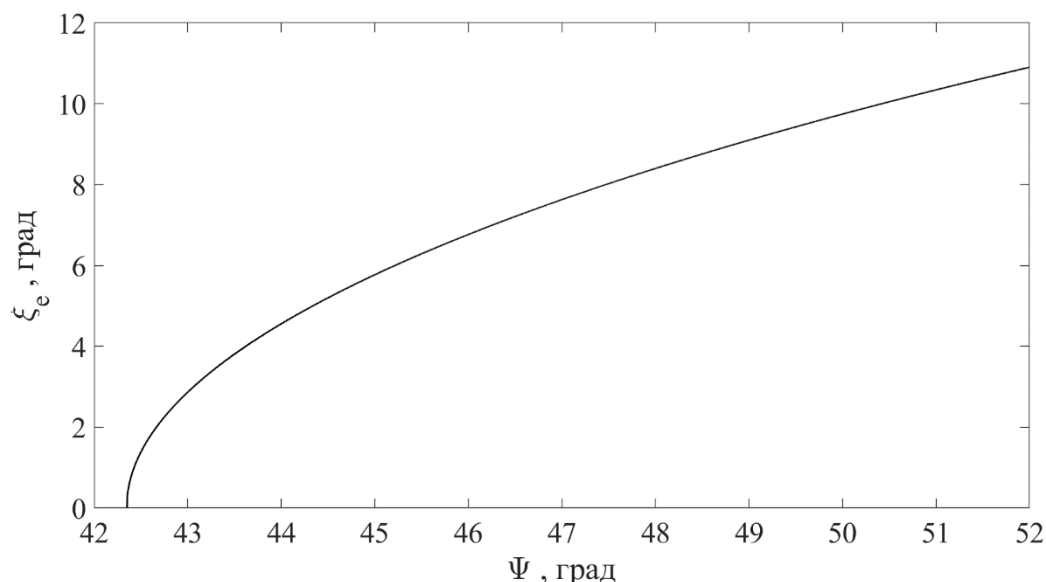


Рисунок. Зависимость угла разлёта сигнального фотона от угла между оптической осью кристалла и оптической накачкой

Зависимость, представленная на рисунке, согласуется с данными, представленными в работе [4]. Так, коллинеарный случай соответствует углу поворота кристалла порядка 42,4 градуса, а для случая 45,6 градусов – 6,4 градуса.

В работе была представлена зависимость угла разлёта запутанных фотонов от углов φ и ξ . Рассмотрен частный случай представленной зависимости, для которого $\varphi=0$. Предполагается, что в заданной плоскости существуют направления в которых распространяются сигнальные и холостые фотоны одновременно, а как следствие их поляризации ортогональны. Данная зависимость может помочь при позиционировании оптических компонент для генерации запутанных по поляризации фотонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт № 2019-0903).

1. A.K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, № 6, 661, (1991).
2. J.V. Altepeter, E.R. Jeffrey, P. G. Kwiat, *Exp.*, **13**, №22, 8951-8959, (2005).
3. D.N. Nikogosyan, *Appl. Phys. A*, **52**, №6, 359-368, (1991).
4. Y. Shih, *Rep. Prog. Phys.*, **66**, №6, 1009, (2003).

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВРЕМЁН КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОНОВ ПРИ СОПОСТАВИМОМ ВРЕМЕННОМ РАЗРЕШЕНИИ СЧЁТЧИКОВ СОВПАДЕНИЙ

Наседкин Б.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрена возможность определения времени корреляции фотонов, генерируемых в процессе спонтанного параметрического рассеяния. Представлен результат экспериментальной проверки предложенных зависимостей.

В основе многих применений коррелированных фотонов лежит необходимость перекрытия временных распределений сигнальных и холостых фотонов. Так, для реализации условия временной неразличимости при формировании Белловских состояний в каналы устанавливаются специально подобранные компенсаторы [1]. Другим примером эффекта, основанного на временном перекрытии, является группировка и антигруппировка фотонов при прохождении светоделителя [2]. Данный эффект выражается в уменьшении (либо увеличении) числа совпадений на детекторах после прохождения коррелированными фотонами светоделителя. Примеры использования данного эффекта можно найти в работах [3, 4].

Совпадением считается одновременная регистрация событий двумя детекторами в заданный промежуток времени, который определяется исходя из временного распределения фотонов и временного разрешения системы счёта совпадений. Обычно временное разрешение схемы счёта совпадений на порядок или несколько меньше, чем величина разности времён регистрации коррелированных фотонов.

В данной работе будет рассмотрен случай, когда временное разрешение регистрирующего оборудования будет сопоставимо со временем регистрации фотонов. Практическая важность подобного случая, заключается в возможности восстановления вида временного распределения коррелированных фотонов.

Согласно [5], статистика разности между временами регистрации фотонов из пары коррелированных фотонов должна подчиняться нормальному распределению. С другой стороны, регистрация коррелированных фотонов ограничена временным разрешением фотодетекторов. В данном случае распределение может быть characterized в виде дискретного набора зарегистрированных совпадений для фиксированных временных промежутков. Предполагая эквивалентность двух подходов, для первых двух временных промежутков возможно получить выражение (1) при условии, что в оставшихся временных промежутках число фотонов пренебрежимо мало по отношению к первым двум.

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\text{erf}(3b/2\tau)}{\text{erf}(b/2\tau)} - 1, \quad (1)$$

где N_1 и N_2 число совпадений в центральном максимуме и соседних интервалах времени, τ – время корреляции, b – временное разрешение детектора, $\text{erf}(x)$ – функция ошибок.

Для проверки данного предположения была реализована оптическая схема генерации и счёта совпадений коррелированных фотонов. Схема состояла из кристалла бета-бората бария, на который подавалась накачка с длиной волны порядка 405 нм. Фильтрация генерируемого излучения проходила при помощи светофильтров с максимумом пропускания на 810 нм и полосой пропускания 10 нм. Излучение фокусировалось микрообъективами в оптическое волокно и регистрировалось счётчиками одиночных фотонов. Счётчики были соединены с время-цифровым преобразователем, на котором происходила регистрация совпадений отсчётов.

Воспользовавшись полученными данными, были восстановлены времена корреляции. Измеренные данные, а также результаты расчёта представлены в Табл. В первом столбце представлены временные разрешения для счёта счётчика совпадений, которые задавались в программе. Во втором столбце – соотношение, полученное экспериментально. В третьем – восстановленные при помощи формулы (1) времена корреляции.

Таблица. Результаты расчёта времён корреляции и соотношения числа зарегистрированных совпадений для различных времён разрешения счётчика совпадений

Временное разрешение b , нс	$N2/N1$	2τ , нс
0,16	1,6491	0,72
0,49	0,5986	0,78
1,48	0,0545	1,07

В качестве эталонного времени предлагается использовать время корреляции, соответствующее временному разрешению равному 0,16 нс, что в два раза больше минимального разрешения счётчика совпадений. Кратность времён разрешения связано с программными ограничениями. Времена большие 1,48 не были использованы ввиду того, что для временного промежутка $N2$, число регистрируемых совпадений сопоставимо с числом случайных срабатываний на детекторах. Из полученных данных видно, что с увеличением временного разрешения, восстановленное время корреляции увеличивается. Для временного разрешения порядка времени корреляции, однако, разрешение восстанавливается с достаточной точностью.

Полученное соотношение может быть использовано для восстановления времени корреляции при использовании счётчиков совпадений, порядок которых сопоставим с порядком времени корреляции. Это позволит уменьшить требования к оборудованию, необходимому для проведения экспериментов, связанных с временными характеристиками коррелированных фотонов.

Данная работа выполнена на базе Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН. Автор выражает огромную благодарность Вьюнышеву Андрею Михайловичу.

1. J.V. Altepeter, E.R. Jeffrey, P.G. Kwiat, *Opt Exp*, **13**, № 22, .8951-8959, (2005).
2. Y.H. Shih, C.O. Alley, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, №26, 2921-2924, (1988).
3. M. Fink, F. Steinlechner, J. Handsteiner, J.P. Dowling, T. Scheidl, R. Ursin, *New Journal of Physics*, **21**, №5, 053010, (2019).
4. D. Tabakaev, G. Naack, H. Zbinden, R. Thew, arXiv:1910.07346, (2019).
5. Y. Shih, *An introduction to quantum optics: photon and biphoton physics*. CRC press. (2018).

ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ РАДИАЛЬНОГО ИНДЕКСА ЛАГЕР-ГАУССОВА ПУЧКА

Решетников Д.Д., Лосев А.С.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследовались различные аспекты поведения Лагер-Гауссова пучка в зависимости от радиального индекса, а также производился анализ оператора, собственными числами которого являются радиальные индексы Лагер-Гауссовых мод.

Рассматривается физический смысл радиального числа Лагер-Гауссовых мод:

$$LG_{pl}(r, \phi, z) = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|l|)! \omega_z}} \frac{1}{\omega_z} \left(\frac{\sqrt{2} r}{\omega_z}\right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega_z^2}\right) \exp\left(\frac{-r^2}{\omega_z^2} + i\left(l\phi + \frac{kr^2}{2R_z} - (2p+|l|+1)\varphi_g\right)\right).$$

По аналогии с оригинальной работой [1] введен оператор радиального квантового числа \hat{P}_z , собственными числами которого являются Лагер-Гауссовы моды, а собственными числами – радиальные числа p . Показано, что данный оператор состоит из четырех слагаемых:

$$\hat{P}_z = -\frac{\omega_z^2}{8} \nabla_t^2 + \frac{iz}{k\omega_0^2} \frac{\partial}{\partial r} r - \frac{\hat{L}_z}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{\omega_0^2} - 1\right),$$

и может быть представлен в виде

$$\hat{P}_z = \hat{P}_{z=0} + \hat{Z},$$

где

$$\hat{P}_{z=0} = -\frac{\omega_0^2}{8} \nabla_t^2 - \frac{\hat{L}_{z=0}}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{\omega_0^2} - 1\right),$$

$$\hat{Z} = -\frac{\omega_0^2}{8} tg^2(\varphi_g) \nabla_t^2 + i \frac{1}{2} tg(\varphi_g) \frac{\partial}{\partial r} r.$$

Здесь, $\hat{P}_{z=0}$ – оператор, аналогичный \hat{P}_z , но действующий в области перетяжки, а \hat{Z} – слагаемые, появляющиеся при распространении пучка вдоль продольной оси.

В ходе анализа данного оператора было выяснено, что он является эрмитовым, следовательно, радиальное число является физически измеримой величиной.

Предлагается следующая трактовка операторов, составляющих оператор \hat{P}_z : первое слагаемое отвечает за дифракцию пучка в процессе его распространения в пространстве вдоль оси z , второе слагаемое мы по аналогии с обычным оператором момента импульса предлагаем называть гиперболическим моментом, третье слагаемое отвечает за набег фазы: его собственными числами являются азимутальные индексы Лагер-Гауссовых мод. И, наконец, четвертое слагаемое отвечает за дисперсию пучка в области перетяжки при $z = 0$. Произведенное численное моделирование результата действия отдельных слагаемых оператора \hat{P}_z на Лагер-Гауссову моды подтверждает нашу трактовку физического смысла данных слагаемых.

Во второй части настоящей работы было произведено вычисление явного вида вектора Пойнтинга для Лагер-Гауссова пучка, выполнен анализ поведения компонент данного вектора в зависимости от радиального числа.

Проекция вектора Пойнтинга на координатные оси в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$p_r = \frac{\omega_z k r z}{R_z^2 + z^2} |LG_{pl}(r, \phi, z)|^2,$$

$$p_\phi = \frac{\omega_z l}{r} |LG_{pl}(r, \phi, z)|^2 - \frac{1}{2} \omega_z \frac{\partial}{\partial r} |LG_{pl}(r, \phi, z)|^2,$$

$$p_z = \omega_z k |LG_{pl}(r, \phi, z)|^2.$$

Зависимость продольной компоненты вектора Пойнтинга от поперечной изображена на Рисунке с помощью векторного графика.

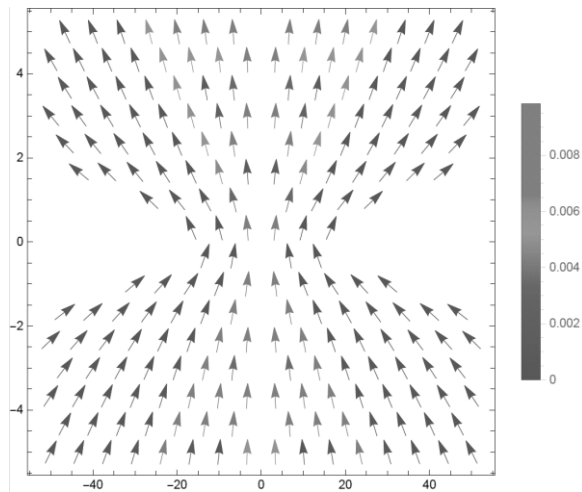


Рисунок. Векторный график зависимости компоненты p_z от p_r

Проведенный анализ показал, что расплывание пучка в поперечной плоскости начинает резко возрастать с ростом числа p . При этом будет наблюдаться увеличение отклонения векторов на Рисунке от продольной оси при удалении от области перетяжки $z = 0$ и при приближении к ней.

Подводя итог данной работе, мы можем сказать, что так как величина p является наблюдаемой, то существует принципиальная возможность использовать ее в качестве базисной переменной в алгоритмах квантовых вычислений. Однако, расплывание пучка с увеличением p накладывает на это естественные ограничения в области эксперимента.

1. W.N. Plick, M. Krenn, *Phys. Rev. A*, 92, 063841 (2015).

КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ НА ОСНОВЕ ФЛУКТУАЦИЙ ВАКУУМА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МУЛЬТИМОДОВЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Первушин Б.Е., Самсонов Э.О.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлен квантовый генератор случайных чисел, основанный на флуктуациях вакуума, с использованием мультимодовых когерентных состояний. Проведен эксперимент генерации случайных чисел, и полученная случайная последовательность была проверена статистическими тестами.

Современные методы криптографии и математической симуляции [1, 2] широко используют случайные числа. Для их генерации был выбран метод, основанный на флуктуациях вакуума, поскольку он позволяет достичь достаточных скоростей генерации случайных чисел для применения в современных системах, а также этот метод является более доступным и простым в использовании по сравнению с другими квантовыми методами генерации случайных чисел. Суть метода заключается в том, что слабый когерентный сигнал (флуктуации вакуума) интерферирует с сильным локальным осциллятором.

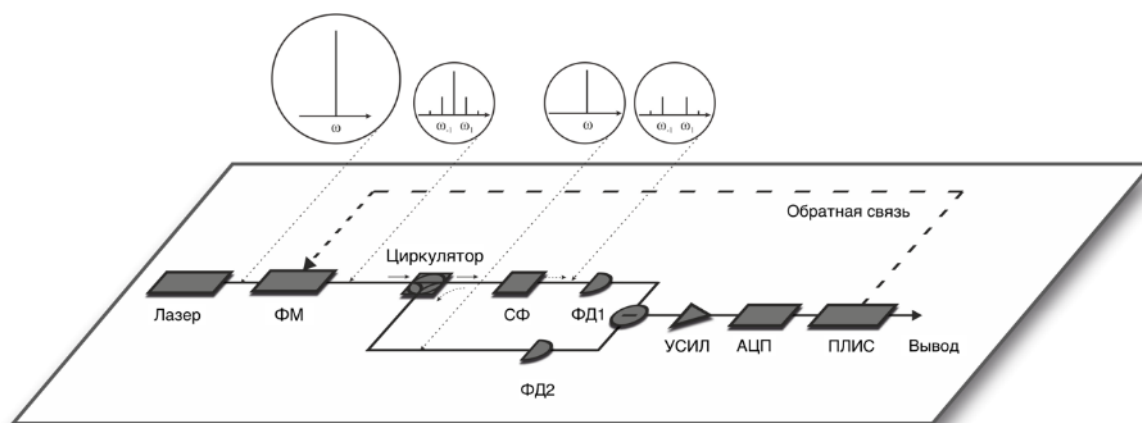


Рисунок. Схема генератора случайных чисел с использованием мультимодовых когерентных состояний. ФМ – фазовый модулятор; СФ – спектральный фильтр; ФД1 и ФД2 – фотодиоды; УСИЛ – усилитель

На рисунке изображена схема генератора. Взаимодействие лазерного излучения с вакуумом происходит при модуляции. Модулированный сигнал попадает на спектральный фильтр, который отражает несущую частоту. Несущая и боковые частоты приходят на балансный детектор, сигнал с которого усиливается и оцифровывается 8-ми битным АЦП. Важным аспектом экспериментальной установки является обратная связь, соединяющая ПЛИС и фазовый модулятор. Наличие обратной связи позволяет управлять индексом модуляции таким образом, чтобы суммарная интенсивность боковых частот была равна интенсивности несущей.

Для оценки случайности выходной последовательности была рассчитана условная минимальная энтропия. Условная минимальная энтропия учитывает наличие в канале перехватчика, который может иметь контроль над классическим сигналом. Условная минимальная энтропия рассчитывается по формуле [3]:

$$H_{min}(M_{dis}|E) = -\log_2(\max[A, B]), \quad (1)$$

$$A = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \left[\frac{e_{max} + \Delta - R + 3\delta/2}{\sqrt{2}\sigma_q} \right] + 1 \right); B = \operatorname{erf} \left(\frac{\delta}{2\sqrt{2}\sigma_q} \right), \quad (2)$$

где $2R$ – динамический диапазон n -битного АЦП; $\delta = R/2^{n-1}$ – разрешение АЦП; $e_{max} + \Delta$ – максимальное значение электрического сигнала; Δ – сдвиг электрического сигнала устройства.

При слишком большом сдвиге электрического сигнала резко уменьшается минимальная энтропия и скорость генерации случайных чисел, поэтому для стабилизации сдвига электрического сигнала применялась обратная связь. В стабильном состоянии условная минимальная энтропия составила 5,85 бит на измерение. В работе для повышения случайности применялся криптографический хэширующий алгоритм с длиной выходной строки $l = 512$ бит. Если алгоритм переводит входную последовательность в выходную длиной

$$l < k \cdot H_{\min}/n - 2 \log_2(1/\varepsilon), \quad (3)$$

Тогда выходная последовательность будет ε -близкой к равномерной последовательности, согласно лемме об остаточном хэше. В работе параметр k был установлен равным 1024, что позволило добиться значения $\varepsilon < 2^{-100}$.

В работе представлен генератор случайных чисел, основанный на флуктуациях вакуума, с использованием мультимодовых состояний со скоростью генерации 400 Мб/с. Полученная последовательность успешно прошла статистические тесты DieHard и NIST [4].

1. A.M. Ferrenberg, D.P. Landau, Y.J. Wong, Monte carlo simulations: Hidden errors from “good” random number generators //Physical Review Letters. – 1992. – Т. 69. – №. 23. – С. 3382.

2. R. Gennaro, Randomness in cryptography //IEEE security & privacy. – 2006. – Т. 4. – №. 2. – С. 64-67.

3. J.Y. Haw et al. Maximization of extractable randomness in a quantum random-number generator //Physical Review Applied. – 2015. – Т. 3. – №. 5. – С. 054004.

4. E. Samsonov, B. Pervushin, A. Ivanova, et al. Vacuum-based quantum random number generator using multi-mode coherent states. Quantum Inf Process 19, 326 (2020).

КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ОДНОНАПРАВЛЕННЫЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ

Со И.А., Плаченев А.Б.*, Киселев А.П.**, ***

Невинпат, Санкт-Петербург, Россия

*МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

**Санкт-Петербургское отделение Математического института им. В.А. Стеклова РАН, Санкт-Петербург, Россия

***Институт Проблем Машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

Представлено простое однонаправленное точное решение волнового уравнения, описывающее одноцикловые и субцикловые импульсы. При надлежащем выборе входящих в решение свободных параметров решение может описывать, в частности, блинообразные, шароподобные и иглообразные импульсы.

Возможность генерации предельно коротких импульсов [1] делает актуальным построение удобных математических моделей малоцикловых импульсов без упрощающих предположений об их параксиальности. Мы приводим простое точное осесимметрическое решение волнового уравнения в трёхмерном пространстве

$$u_{tt} = c^2(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}), c = \text{const} > 0, \quad (1)$$

удобное для моделирования распространения однонаправленного импульса.

Сформулируем полученный результат. Обозначим

$$S = S(\rho, t) = \sqrt{(ct_*)^2 - \rho^2}, \text{ где } \rho^2 = x^2 + y^2, \\ z_* = z + i\zeta, \\ t_* = t + i\tau.$$

Здесь ζ и τ – произвольные вещественные постоянные. Ветвь корня, для определенности, мы выбираем так, что

$$S(0, t) = ct_*.$$

Найденное нами решение имеет вид

$$u = \frac{1}{S(z_* - S)}. \quad (2)$$

Его построение основано на элементарном разложении решения, известного как сплэш-импульс [3], на сумму двух решений, описывающих импульсы, распространяющиеся в разные стороны. Импульс (2) движется вдоль положительного направления оси z . Функция (2) не имеет сингулярностей в вещественном пространстве, если на свободные константы наложено ограничение

$$c\tau(c\tau - \zeta) > 0.$$

Можно показать, что импульс (2) имеет конечную энергию. В зависимости от соотношения между свободными параметрами ζ и τ , импульс может иметь в фокальной области блинообразный (рис. 1), шароподобный (рис. 2) или иглообразный (рис. 3) вид. Блинообразные импульсы используются, например, в [3]. В фокальной области вещественная часть функции (2) описывает субцикловый импульс (рис. 2 и 3), а мнимая – одноцикловый (рис. 1). В дальней зоне, наоборот, импульс, описываемый вещественной частью (2), становится одноцикловым, а описываемый мнимой частью – субцикловым.

Предложенное решение (2) является простейшим среди известных решений уравнения (1), описывающих однонаправленное распространение импульсов [4].

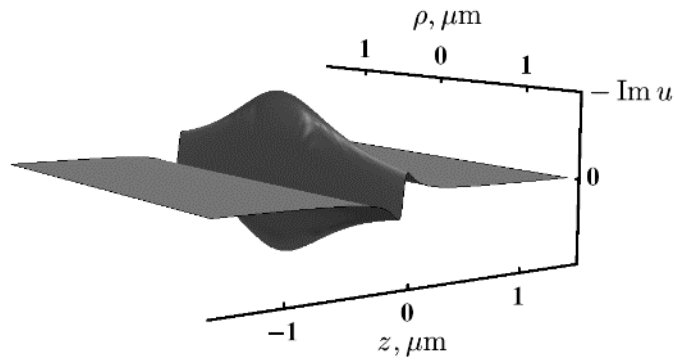


Рис. 1. Блинообразный импульс в фокальной области при $t = 0$
($\zeta = 39.995 \mu\text{m}$, $\sigma t = 40.005 \mu\text{m}$)

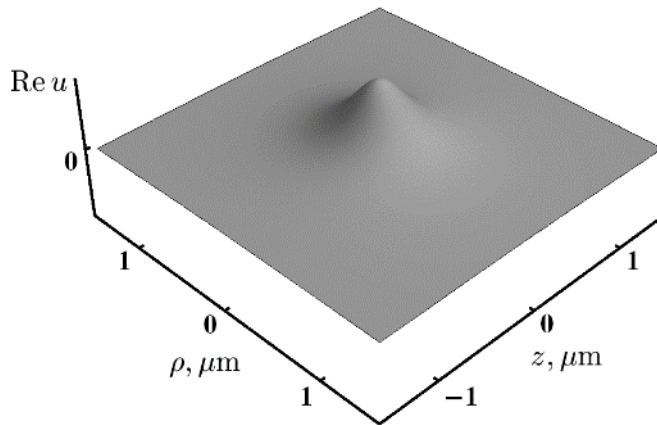


Рис. 2. Шарообразный импульс в фокальной области при $t = 0$
($\zeta = 0$, $\sigma t = 0.33 \mu\text{m}$)

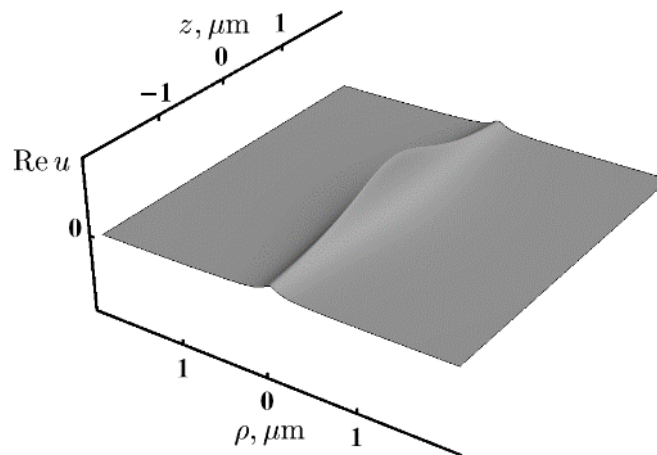


Рис. 3. Иголообразный импульс в фокальной области при $t = 0$
($\zeta = -0.925 \mu\text{m}$, $\sigma t = 0.075 \mu\text{m}$)

Авторы признательны С.А. Козлову и Н.Н. Розанову за стимулирующие обсуждения.

1. Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.А. Шимко, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов, *Письма в ЖЭТФ*, **110**, №1, 9-20, (2019).
2. R.W. Ziolkowski, *J. Math. Phys.*, **26**, 861-863, (1985).
3. M. Melnik, I. Vorontsova, S. Putilin, A. Tsyupkin, S. Kozlov, *Sci. Rep.*, **9**, 9146, (2019).
4. J. Lekner, *Theory of electromagnetic pulses*. Calif. Morgan & Claypo, 100 с, (2018).

ПОГЛОЩЕНИЕ МОЩНОГО СВЕТА СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В КРИСТАЛЛАХ: ВНУТРИЗОННЫЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ РАБИ

Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Попов А.А.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Развита теория однофотонного поглощения мощного лазерного излучения видимого или ближнего ИК диапазонов на внутризонных переходах свободных электронов с участием LO фононов. Предсказан новый тип осцилляций Раби. Предсказано появление провалов на зависимости максимальной вероятности перехода от частоты света.

Исследование физических механизмов предпробойного возбуждения и пробоя прозрачных полупроводников и диэлектриков мощным лазерным излучением остается предметом многочисленных исследований в течение уже ряда десятилетий (см., например, [1-4]). Существенную роль в запуске процессов пробоя играет поглощение лазерного излучения свободными носителями заряда, появляющимися в зоне проводимости и валентной зоне за счет многофотонных межзонных переходов либо ударной ионизации кристаллической решетки. Поглощая свет, электроны приобретают кинетическую энергию, достаточную для ударной ионизации либо я комбинированной многофотонно-ударной ионизации [5, 6]. Эти процессы могут вызвать лавинообразное нарастание концентрации свободных носителей заряда.

Поглощению света свободными электронами посвящено множество работ (см., например, [7–11]). Как правило, при теоретическом рассмотрении непрямых внутризонных переходов используется 2-й порядок теории возмущений – один порядок по взаимодействию электрона с полем электромагнитной волны, а второй – по взаимодействию электрона с фононами либо с заряженными примесями. Прямые внутризонные оптические переходы не могут происходить, так как для таких переходов невозможно одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса.

Нелинейное поглощение света и динамика электронов в присутствии мощного лазерного излучения рассматривались в работах [12–16]. Существенным обстоятельством, которое необходимо учитывать при описании элементарных актов одно- и многофотонного внутризонного поглощения коротких импульсов лазерного излучения предпробойной интенсивности, является неадекватность представления о вероятности перехода за единицу времени. При этом возникает вопрос о возможности осцилляций Раби и проявлений резонансного оптического эффекта Штарка (ОШЭ) на непрямых внутризонных переходах. ОШЭ (или эффект Ауслера-Таунса [17]) в твердых телах исследовался в многочисленных работах (см., например, [18–23]).

При высоких интенсивностях лазерного излучения осцилляции Раби и ОШЭ могут иметь место не только в случае однофотонного резонанса, но и в случае многофотонных (в т.ч., двухфотонных) резонансов [24–26]. В настоящей работе исследуются осцилляции Раби при двухквантовых (фотон+фонон) осцилляциях Раби при внутризонных переходах с участием продольных оптических (LO) фононов под действием мощного лазерного излучения видимого или ближнего ИК диапазона.

В результате расчетов с использованием модифицированного резонансного приближения и соотношений для распутывания экспоненциальных операторов получено следующее выражение для вероятности перехода электрона из состояния вблизи дна зоны проводимости в состояние с энергией, большей на величину $\hbar\omega + \hbar\omega_l$:

$$W_{\text{exc}}(t) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(k) k dk \int_0^2 \sum_{s=1} \frac{|P_s(k, q)|^2}{|P_s(k)|^2 + [\frac{1}{2} \delta_s(q)]^2} \sin^2 \left\{ \sqrt{|P_s(k)|^2 + [\frac{1}{2} \delta_s(q)]^2} t \right\} dq, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned}
P_s &= \nu \mathcal{G} \sqrt{\frac{\omega_l k_1}{\varepsilon^* \hbar}} \eta_s, \quad \nu = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\zeta_1) J_{n+1}(\zeta_2), \quad \mathcal{G} = -ie \sqrt{2\pi \hbar \omega_l / \varepsilon^*}, \quad \frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_\infty}, \\
\delta_{1,2}(q) &= \frac{\hbar q^2}{2m_c} - \omega \pm \omega_l, \quad \zeta_1 = \frac{2ek}{m_c \omega^2} \sqrt{\frac{2\pi j_\omega}{c \sqrt{\varepsilon_\infty}}}, \quad \zeta_2 = \frac{2e}{\hbar^{1/2} m_c \omega^{3/2}} \sqrt{\frac{2\pi m_c j_\omega}{3c \sqrt{\varepsilon_\infty}}}, \\
\eta_1 &= n_l, \quad \eta_2 = n_l + 1, \quad n_l = \{\exp[\hbar \omega_l / (k_B T)] - 1\}^{-1}, \\
f(k) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\hbar^2}{m_c k_B T_{\text{eff}}} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\hbar^2 k^2}{2m_c k_B T_{\text{eff}}} \right], \quad T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} = T_0 + \frac{8\pi j_\omega}{3ck_B m_c \omega^2},
\end{aligned} \tag{2}$$

В формулах (1, 2) ω – частота света, j_ω – интенсивность света, c – скорость света, ω_l – частота оптических колебаний решетки, m_c – эффективная масса электрона, k_B – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, ε_0 и ε_∞ – статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости.

В расчетах мы используем следующие значения параметров, типичные для кристаллов типа A_2B_6 , например, ZnS: $m_c=0,35m$, $\omega_l=5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\varepsilon_0=8,5$, $\varepsilon_\infty=5,2$. Отметим, что изменение этих параметров в разумных пределах не приводит к изменению качественной картины рассматриваемых процессов. На рис. 1 (а, б) представлены зависимости вероятности перехода в возбужденные состояния зоны проводимости W_{exc} от времени, рассчитанные с помощью (1, 2).

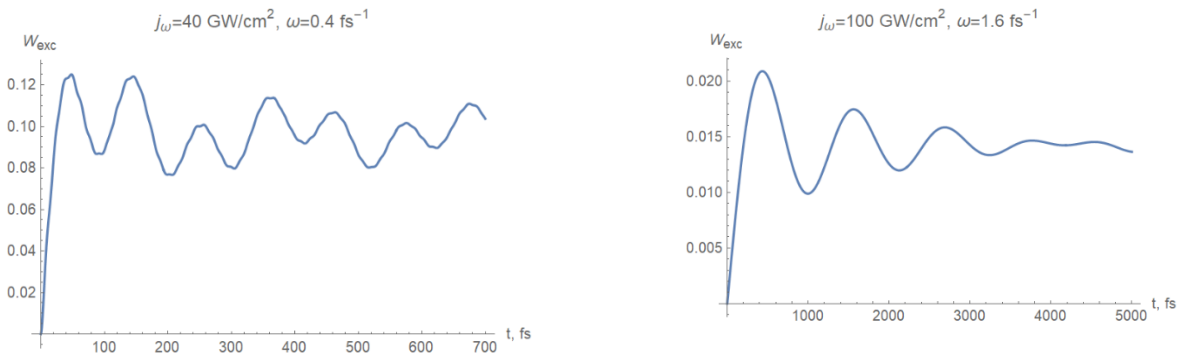


Рис. 1. Зависимости вероятности W_{exc} от времени с начала действия лазерного излучения: а) $j_\omega=40 \text{ GW/cm}^2$, $\omega=0.4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$; б) $j_\omega=100 \text{ GW/cm}^2$, $\omega=1.6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$

Обозначим через W_{max} максимальное значение W_{exc} , которое обычно достигается в первом или втором пике на зависимостях $W_{\text{exc}}(t)$. На рис. 2 приведены зависимости W_{max} от интенсивности света j_ω при фиксированных значениях частоты света ω . Видно, что на кривых $W_{\text{max}}(j_\omega)$ имеются узкие провалы вплоть до нулевых значений W_{max} . В области интенсивностей, где для выбранных значений частоты света ω выполняются критерии применимости теории, имеется по одному резкому провалу. Дополнительные провалы на рис. 2а находятся в области высоких интенсивностей, где для данной частоты применимости теории нарушаются из-за роста эффективной температуры (9). Тем не менее, отметим, что ширины областей провалов в правой части графика на рис. 2а уменьшаются с ростом j_ω . При высоких интенсивностях света, как видно из приведенных зависимостей, поглощение претерпевает радикальные изменения по сравнению со случаем умеренных интенсивностей. Фактически поглощение идет только до времени достижения первого максимума τ_1 (см. рис. 1). Так, например, при $j_\omega = 300 \text{ GW/cm}^2$ и $\omega = 1.78 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ получим $\tau_1=215 \text{ fs}$, причем зависимость W_{exc} от t отклоняется от линейной уже при $t=120 \text{ fs}$. В этом случае при длительностях импульса, меньших 100 fs , внутрizonные переходы могут описываться стандартным образом во втором порядке теории возмущений (1 порядок по взаимодействию электронов с полем и 1 – по электрон-фононному взаимодействию). Может иметь место и иная ситуация.

Так при $j\omega = 40 \text{ GW/cm}^2$ и $\omega = 0,4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ получим $\tau_1 = 23,55 \text{ fs}$, причем зависимость $W_{\text{exc}}(j\omega)$ нелинейна уже на временах, меньших 1 fs. Аналогично, при $j\omega = 5 \text{ TW/cm}^2$ и $\omega = 1,78 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ получим $\tau_1 = 5,7 \text{ fs}$. Очевидно, что в такой ситуации требуется учет как специфических осцилляций Раби, так и процессов высших порядков по полю.

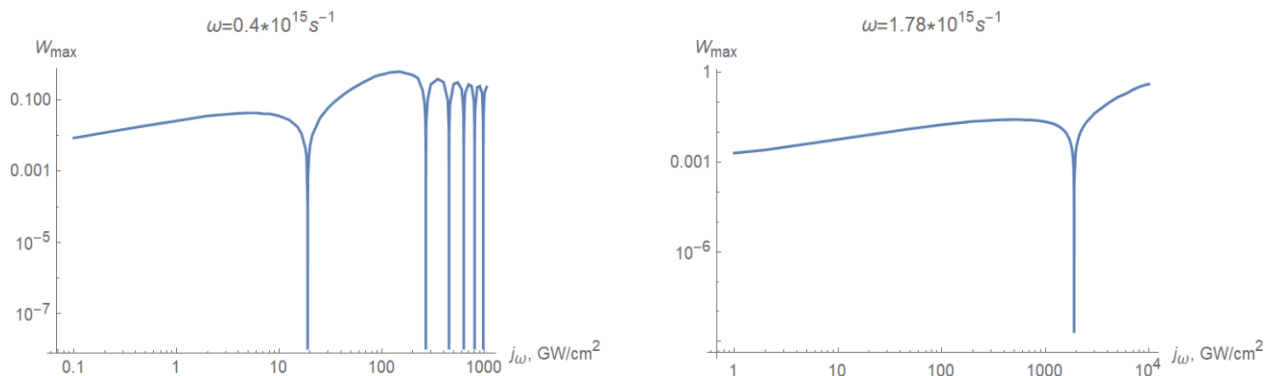


Рис. 2. Зависимости W_{max} от интенсивности света $j\omega$: а) $\omega = 0,4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$; б) $\omega = 1,78 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$

1. N.M. Bulgakova; R. Stoian, A. Rosenfeld, I.V. Hertel, and E.E.B. Campbell, *Phys. Rev. B*, **69** (5), 054102 (2004).
2. D.M. Simanovskii, H.A. Schwettman, H. Lee, A.J. Welch, *Phys. Rev. Lett.* **91** (10), 107601 (2003).
3. B. Rethfeld, *Phys. Rev. B*. **73** (3), 035101 (2006).
4. I. Mirza, N.M. Bulgakova, J. Tomáščík, et al. *Sci. Rep.*, **6**, 39133 (2016).
5. E.Yu. Perlin, A.V. Fedorov, M.B. Kashevnik, *JETP*, **58** (4), 787-791 (1983).
6. E.Yu. Perlin, A.V. Ivanov, R.S. Levitskii, *JETP*, **101** (2), 357-366 (2005).
7. H.Y. Fan, W. Spitzer, R. Collins, *Phys. Rev.*, **101** (2), 567-572 (1956).
8. K. Seeger, *Semiconductor Physics*, Springer, Wien, NY, 1973 (Chapter 11).
9. B.K. Ridley, *Quantum processes in semiconductors*, Clarendon, Oxford, 1982.
10. M.O. Zhukova, E.Yu. Perlin, *J. Opt. Technol.*, **84** (10), 651-653 (2017).
11. H. Peelaers, C.G. Van de Walle, *Phys. Rev. B*, **100**, 081202(R) (2019).
12. V.L. Malevich, E.M. Epshtein, *Sov. J. Quant. Electron.*, **4** (6), 1816-1817 (1974).
13. V.M. Fomin, E.P. Pokatilov, *Phys. Stat. Sol. B*, **78** (2), 831-842 (1976).
14. T. Apostolova, D.H. Huang, P.M. Alsing, et al., *Phys. Rev. B*. **66**, 075208 (2002).
15. D. Huang, P.M. Alsing, T. Apostolova, et al., *Phys. Rev. B*. **71**, 045204 (2005).
16. E.Yu. Perlin, M.A. Bondarev, M.O. Zhukova, *Opt. Spectrosc.*, **123** (4), (I) 578-582, (II) 583-586 (2017).
17. S.H. Autler, Townes, C.H. // *Phys. Rev.* **100** (2), 703-722 (1955).
18. V.M. Galitskii, S.P. Goreslavskii, V.F. Elesin, *JETP*, **30** (1), 117-122 (1970).
19. E.Yu. Perlin, *Sov. Phys. Solid State*, **12** (10), 2512-2516 (1970).
20. E.Yu. Perlin, *Fiz. Tverd. Tela* (Leningrad), **15** (1), 66-74 (1973).
21. D. Fröhlich, A. Nothe, K. Reimann, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (12), 1335-1337 (1985).
22. S. Sim, D. Lee, M. Noh, et. al., *Nat. Commun.*, **7**, 13569 (2016).
23. T. LaMountain, H. Bergeron, I. Balla, et al., *Phys. Rev. B*, **97**, 045307 (2018).
24. V.M. Akulin, N.V. Karlov, *Intense Resonant Interactions in Quantum Electronics*, ~Springer-Verlag, Berlin, 1992, Lecture 9.
25. A.F. Linskens, I. Holleman, N. Dam, et al., *Phys. Rev. A*, **54**(6), 4854-4862 (1996).
26. A.V. Ivanov, E.Yu. Perlin, *Opt. Spectrosc.*, **106** (5), 677-690 (2009).

ДВУХФОТОННО-ВОЗБУЖДАЕМАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ПОЛИЭТИЛЕНЕ И ТЕФЛОНЕ

**Тареева М.В., Шевченко М.А., Баранов А.Н. *, Чернега Н.В.,
Кудрявцева А.Д., Уманская С.Ф.**

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В работе представлены результаты экспериментальных исследований спектров люминесценции в политетрафторэтилене (тефлоне), тефлоновой пленке и полиэтиленовой пленке при возбуждении излучением с различными длинами волн. В исследованных образцах зарегистрирована двухфотонно-возбуждаемая люминесценция.

Исследования люминесценции в веществах со сложной нано- и субмикронной структурой (в наноматериалах и полимерах) проводились как в высокоупорядоченных наноматериалах, например, опаловых матрицах [1, 2], так и в разупорядоченных структурах, таких, как суспензии наночастиц [3] или полимеры [4]. Люминесценция в наноматериалах и полимерах имеет некоторые аналогии с люминесценцией в полупроводниках, однако, запрещенные зоны в этих веществах менее четко определены, а их положение обусловлено целым рядом параметров: размером наночастиц, свойствами веществ, заполняющих поры между ними и т.д. Как правило, люминесценция возбуждается источниками УФ излучения – УФ лазерами или лампами. Однако, в последнее время выяснилось, что люминесценция может весьма эффективно возбуждаться источниками излучения с большей длиной волны, чем длина волны люминесценции. Этот процесс называется ап-конверсией или антистоксовой люминесценцией. Различные физико-химические механизмы этого процесса имеют специфические особенности, делающие их более или менее эффективными для различных приложений: для фотоэлектрического преобразования солнечной энергии, для получения изображений субмикронных биологических объектов со сверхвысоким разрешением, для контроля доставки лекарств в организме, для создания флюоресцентных биопроб и т.д.

В работе [5] мы наблюдали яркое и длительное свечение ряда наноматериалов в сине-зеленой области спектра под действием наносекундных импульсов рубинового лазера с длиной волны 694,3 нм. При понижении температуры веществ от комнатной до 110 К длительность люминесценции возрастала от нескольких микросекунд до нескольких секунд. Люминесценция наблюдалась в синтетических опаловых матрицах, в нанокompозитах на их основе (в матрицах, заполненных различными жидкостями), в водных суспензиях различных наночастиц, а также в тефлоне. Ап-конверсия в наноматериалах может быть обусловлена эффектами, близкими к триболюминесценции (свечению при механическом воздействии). В сплошном кварце такие процессы могут наблюдаться при механическом воздействии или под действием мощных лазерных импульсов. При этом возникновение микротрещин в веществе приводит к разрыву молекулярных связей, разделению зарядов, и появлению заряженных радикалов. Аналогичные процессы могут происходить в опаловых матрицах при разрыве силоксановых связей между кварцевым и сферами.

Ап-конверсия в наноматериалах и полимерах может также быть обусловлена многофотонными процессами или возникновением свечения под действием более высоких гармоник возбуждающего излучения, появляющихся в веществе при определенных условиях [2]. В опаловых матрицах определенную роль может играть резонанс Ми в диэлектрических сферах.

Большой интерес представляет исследование люминесценции полимерных материалов, особенно в связи с широким кругом возможных приложений.

Целью настоящей работы было исследование люминесценции в видимой области в полимерных материалах: тефлоне и полиэтилене при возбуждении излучением с различной

длиной волны и выяснение роли двухфотонного возбуждения в возникновении антистоксовой люминесценции в полимерах и наноматериалах.

В работе исследовались вещества, представляющие собой органические соединения, содержащие длинные молекулы с ковалентными связями между атомами углерода: полиэтилен $((-\text{C}_2\text{H}_4-)_n)$ и политетрафторэтилен или тефлон $((-\text{C}_2\text{F}_4-)_n)$ – объемные образцы и субмикронные пленки. Тефлон широко используется как в технике научных экспериментов, так и различных областях промышленности благодаря своим уникальным свойствам. Он остается упругим и эластичным при температурах от -70 до $+270$ °С. Тефлон является прекрасным изолирующим материалом. По химической стойкости он превосходит все известные синтетические материалы и благородные металлы.

Полиэтилен представляет собой термопластичный полимер этилена, принадлежащий к классу полиолефинов. Полиэтилен химически стоек, он не реагирует с растворами кислых, нейтральных и основных солей, органическими и неорганическими кислотами, даже с концентрированной серной кислотой. Он является хорошим электроизолятором. Полиэтилен широко используется для производства различных упаковочных материалов, тары, предметов домашнего обихода, производства труб, деталей технического оборудования и т.д.

В нашей работе мы использовали образцы полимерных материалов в следующей форме: сплошные образцы тефлона размером 100×3 мм, тефлоновая пленка толщиной 80 мкм и полиэтиленовая пленка толщиной 100 мкм.

Спектры люминесценции регистрировались с помощью флюоресцентного спектрофотометра F-7100 Hitachi с ксеноновой лампой (150 В) в качестве источника возбуждения. Спектрофотометр может работать как в режиме записи спектров в зависимости от длины волны возбуждающего излучения, так и в режиме регистрации спектров при фиксированной длине волны возбуждающего излучения. Диапазон работы спектрофотометра 200-800 нм.

Во всех исследованных образцах люминесценция возбуждалась в широком спектральном диапазоне от 250 до 580 нм. При возбуждении излучением с длинами волн в диапазоне 200-230 нм во всех исследованных образцах спектры люминесценции имели одинаковую форму. Спектры состояли из серии эквидистантных пиков, расположенных на расстоянии примерно 16 нм друг от друга. При смещении длины волны возбуждающего излучения в длинноволновую область пики оставались эквидистантными, но их положение в спектре и относительные интенсивности изменялись.

В более длинноволновой области спектры люминесценции во всех образцах содержат пики с постоянным положением в спектре в широком диапазоне длин волн возбуждающего излучения. При возбуждении излучением с длиной волны 260 нм и более в спектрах люминесценции тефлона и тефлоновой пленки наблюдаются пики с длиной волны 408 нм, 421 нм, 427 нм и 438 нм, положение которых не зависит от длины волны возбуждения.

Когда образцы возбуждались излучением с длиной волны более 570 нм, люминесценция наблюдалась в области более коротковолновой, чем излучение накачки (антистоксова люминесценция). При этом аналогичный спектр люминесценции наблюдался при возбуждении излучением с длиной волны вдвое меньшей, чем в первом случае. В качестве примера на рисунке приводятся спектры люминесценции в тефлоне (а) и в полиэтиленовой пленке (б).

Этот эффект, наблюдающийся во всех исследованных образцах, по-видимому обусловлен двухфотонно-возбуждаемой люминесценцией.

Мы также наблюдали аналогичный эффект при возбуждении люминесценции в тефлоне наносекундными импульсами рубинового лазера (длина волны 694,3 нм, длительность импульса 20 нс, плотность мощности накачки на образце $0,12$ ГВт/см²). В образцах тефлона мы наблюдали длительное свечение (до нескольких секунд) в синей области спектра на длине волны 450 нм, т.е. в антистоксовой области по отношению к возбуждающему излучению.

В нашей работе близкие частоты наблюдались в спектрах различных полимерных материалов. Это может быть результатом разрыва и последующего восстановления С-С связей в полимерной цепи, что приводит к активации рекомбинационной люминесценции. Аналогичный эффект наблюдался в работе [6]. Люминесценция в полимерных материалах

также может быть обусловлена экситонными эффектами, аналогичными тем, которые происходят в полупроводниковых материалах, однако, в этом случае спектр люминесценции должен иметь форму узких полос, а в нашем случае полосы достаточно размыты. Определенную роль может играть образование дефектов, разупорядочение полимерных цепей и, как результат, сужение запрещенной зоны. В этом случае при рекомбинации зарядов могут возникнуть эффекты, аналогичные экситонным.

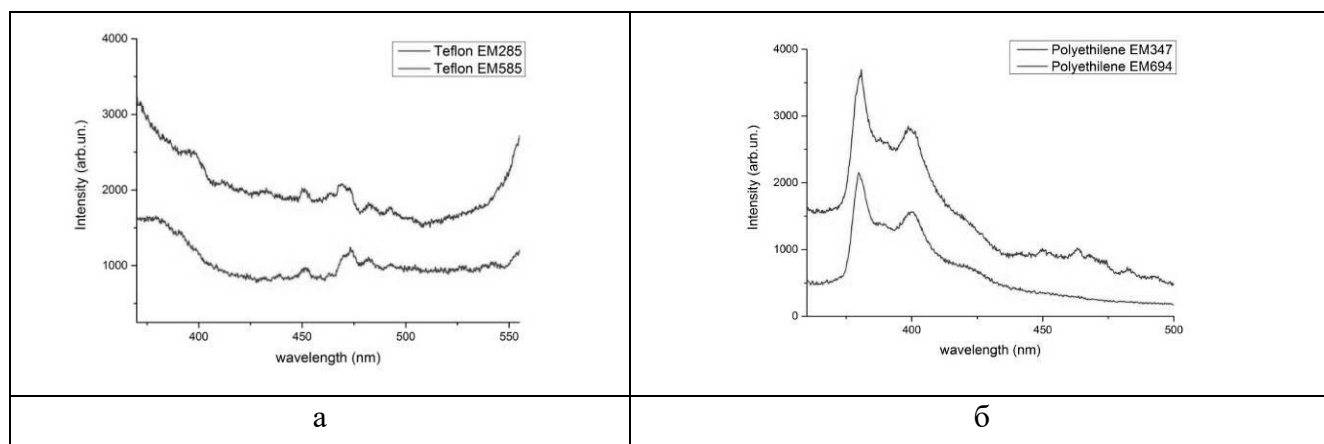


Рисунок. а – спектр люминесценции в тefлоне при возбуждении излучением с длиной волны 285 нм (верхний спектр) и 585 нм (нижний спектр); б–спектр люминесценции полиэтиленовой пленки при возбуждении излучением с длиной волны 347 нм (верхний спектр) и 694 нм (нижний спектр)

Возникновение подобных спектров при возбуждении излучением с длинами волн, отличающимися в 2 раза, свидетельствует о существенной роли процессов двухфотонного возбуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 19-02-00750-а и № 19-02-00440-а).

1. Н.В. Чернега, А.Д. Кудрявцева, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, № 7. 23-29, (2009).
2. M.V. Vasnetsov, V.Yu. Bazhenov, I.N. Dmitruk, V.I. Stiopkin, A.D. Kudryavtseva, N.V. Tcherniega, *Journal of Luminescence*, **166**, 233-237, (2015).
3. H. Ehrlich, A. Kudryavtseva, G. Lisichkin, V. Savranskii, N. Tcherniega, K. Zemskov, M. Zhilenko, *Int. Journal of Thermophysics*, **36**, 2784-2791 (2015).
4. J. A. Dellinger, *J. Polymer Sci. Part C: Polymer Lett.*, **14**, 167 (1976).
5. N.A. Bulychev, M.A. Kazaryan, A.D. Kudryavtseva, et al., *Proc. SPIE*, **10614**, 106140N (2018).
6. М.Е. Компан, И.Г. Аксянов, *ФТТ*, **51**,1024, (2009).

МАЛОПЕРИОДНЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СОЛИТОНЫ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

Сазонов С.В., Устинов Н.В.*, **

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Москва, Россия

* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

**Калининградский институт управления, Калининград, Россия

Выведена система уравнений, описывающая эффект самоиндуцированной прозрачности для терагерцовых импульсов, содержащих малое число колебаний и распространяющихся в системе резонансных туннельных переходов. Полученная система интегрируема и позволяет описывать солитоны, скорость которых может быть значительно меньше линейной групповой скорости света в среде.

Большое внимание в последнее десятилетие обращено на исследование особенностей взаимодействия терагерцового электромагнитного излучения с веществом [1–5]. Обусловлено это тем, что терагерцовое излучение уже сейчас нашло многочисленные приложения в системах безопасности, восстановления изображений, связи, астрономии, медицине, спектроскопии и т.д. К настоящему времени в различных научных лабораториях генерируются терагерцовые сигналы настолько высоких интенсивностей, что в самую пору говорить о необходимости развития «нелинейной терагерцовой оптики» [6, 7]. Это утверждение усиливается тем фактом, что нелинейные эффекты в терагерцовом диапазоне проявляются при интенсивностях излучения, на много порядков меньших, чем соответствующие интенсивности в оптическом диапазоне [8].

Одним из важных направлений развития нелинейной оптики является исследование солитонных режимов распространения коротких оптических импульсов в нелинейных диспергирующих средах [9]. При этом выделяют естественным образом резонансные и нерезонансные солитоны. Как известно, первыми солитонами, экспериментально наблюдавшимися в нелинейной оптике, были резонансные солитоны, а именно импульсы самоиндуцированной прозрачности (СИП) [10, 11].

Что касается терагерцовых сигналов, то исследование для них эффекта СИП представляет собой задачу, которая требует отдельного рассмотрения. В терагерцовой области спектра лежат колебательные, вращательные, колебательно-вращательные и туннельные квантовые переходы среды. Поэтому именно эти переходы могут сильно возбуждаться терагерцовыми импульсами, испытывая с ними резонансное взаимодействие. В работах [7, 12, 13] были рассмотрены туннельные переходы протона в двухъямном молекулярном потенциале. В этом случае туннельное расщепление приводит к образованию двух близлежащих квантовых состояний разделенных по частоте терагерцовым интервалом.

Если генерация терагерцового излучения происходит с помощью эффекта оптического выпрямления, то генерируемые сигналы содержат порядка всего нескольких периодов электромагнитных колебаний [14, 15]. Из-за этого они в спектральном смысле являются широкополосными. Однако в спектре таких импульсов можно выделить доминирующую частоту ω , определяемую периодом содержащихся в них нескольких осцилляций. Такое положение вещей приводит к тому, что при построении теории необходимо обратить внимание на двух важных обстоятельствах. Первое состоит в том, что в среде выделяются два квантовых уровня, частота перехода между которыми близка к доминирующей частоте спектра терагерцовых импульсов. Тем не менее, достаточно широкий спектр рассматриваемых импульсов приводит к необходимости отказа от приближения двухуровневой среды и учесть другие квантовые переходы. Суть второго обстоятельства состоит в том, что в этом случае все еще сохраняется возможность использования понятия огибающих для импульсов и

нестационарных дипольных моментов среды, но, важно подчеркнуть, эти огибающие уже не являются медленно меняющимися.

Первое из упомянутых выше обстоятельств было рассмотрено в работах [7, 12, 13], где примешивающиеся к резонансному взаимодействию переходы на вышележащие квантовые уровни учитывались в приближении оптической прозрачности. Это позволило в работе [13] получить обобщенную редуцированную систему уравнений Максвелла–Блоха (ОРМБ). Необходимо особо подчеркнуть, что при выводе этой системы понятия огибающих для поля импульсов и материальных переменных среды не использовались. Система ОРМБ оказалась интегрируемой методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) [16–18], а ее решения в резонансном случае описывают терагерцовые солитоны СИП с малым числом колебаний. Однако вывод системы ОРМБ схож во многом с выводом обычной редуцированной системы уравнений Максвелла–Блоха [19] и предполагает поэтому, что она описывает эффект СИП только при малой плотности туннельных переходов. В этом случае скорость распространения импульсов СИП близка к линейной скорости света в среде.

Если отвлечься от приближения малой плотности квантовых переходов, то при эффекте СИП скорость резонансных солитонов может на 2 – 4 порядка быть меньше, чем линейная скорость света в среде [10, 11, 20]. Чтобы рассмотреть терагерцовые солитоны с малым числом колебаний в достаточно плотной резонансной среде, следует учесть второе отмеченное выше обстоятельство. А именно, использовать понятие огибающих для электрического поля терагерцовых импульсов и для нестационарных дипольных моментов возбуждаемых квантовых переходов. Заметим, что такой подход хорошо себя зарекомендовал в нерезонансной нелинейной оптике импульсов длительностью в несколько колебаний [21]. Здесь же этот подход позволит исследовать резонансные терагерцовые солитоны с малым числом колебаний и скоростями, значительно меньшими линейной скорости света в среде.

В качестве среды будем рассматривать протоны, способные туннелировать между минимумами молекулярных двухъямных потенциалов [7, 12, 13]. Из-за туннелирования протонов происходит расщепление основного состояния с образованием двух близких квантовых уровней с номерами 1 и 2, разделенных частотным интервалом терагерцового диапазона. С этих уровней разрешены переходы на удаленные вверх по энергии состояния. Из-за правил отбора по четности с уровнями 1 и 2 разрешены переходы на разные состояния. В этой связи аппроксимируем удаленные состояния двумя квантовыми уровнями 3 и 4 противоположных четностей. Таким образом, в условиях рассматриваемой задачи приходим к четырехуровневой модели.

Пусть световой импульс распространяется вдоль оси z . В рамках полуклассического подхода эволюцию квантовой системы описываем уравнением фон Неймана для матрицы плотности, а динамику поля импульса — уравнениями Максвелла. Используя различные приближения, удалось свести четырехуровневую задачу к двухуровневой и получить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial R}{\partial \tau} = i(\Delta + \beta|\psi|^2)R + i\psi W, \quad (1)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = \frac{i}{2}(\psi^* R - \psi R^*), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\alpha \left(i\omega + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) (R - 2\beta\psi W). \quad (3)$$

Здесь R и W — огибающая нестационарного дипольного момента выделенного перехода и инверсия его населенности, $\tau = t - z/v_g$, t — время, переменная ψ пропорциональна огибающей электрического поля импульса; постоянные α , β , Δ и v_g выражаются через физические параметры рассматриваемой задачи.

Система (1)–(3) описывает эффект СИП для терагерцовых импульсов с малым числом колебаний в системе туннельных переходов. Если пренебречь производной в правой части уравнения (3), то придем к системе, описывающей эффект СИП для квазимонохроматических

терагерцовых импульсов. Если к тому же положить $\beta = 0$, то система (1)–(3) перейдет в обычную систему СИП для двухуровневой среды.

Система (1)–(3) тоже оказалась интегрируемой в рамках МОЗР [16–18], как и обычные уравнения СИП. С помощью алгебраических методов, связанных с МОЗР, нами были получены солитонные решения системы (1)–(3) и подробно исследованы. Обнаружено, в частности, что имеются отличия в свойствах односолитонных решений системы при разных знаках параметра β . В случае $\beta > 0$ у солитонов имеются предельные наименьшая длительность и наибольшая амплитуда. В случае $\beta < 0$ у солитонов возникает осцилляция заостренной формы при уменьшении длительности. Здесь амплитуда солитона неограниченно растет при уменьшении длительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 19–02–00234а).

1. G.Kh. Kitaeva, *Laser Phys. Lett.*, **5** (8), 559-576 (2008).
2. А.Н. Тучак, Г.Н. Гольцман, Г.Х. Китаева и др., *Письма в ЖЭТФ*, **96**, №2, 97-101 (2012).
3. С.В. Сазонов, *Письма в ЖЭТФ*, **96**, №4, 281-294 (2012).
4. S. Stremoukhov, A. Andreev, *JOSA B*, **34** (2), 232-237 (2017).
5. А.Н. Бугай, *ЭЧАЯ*, **50**, №2, 185-223 (2019).
6. С.Р. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, F. Ardana, *Appl. Phys. Lett.*, **99** (16), 161116, (2011).
7. С.В. Сазонов, *ЖЭТФ*, **146**, №3, 483-499 (2014).
8. A.N. Tsypkin, M.V. Melnik, M.O. Zhukova, I.O. Vorontsova, S.E. Putilin, S.A. Kozlov, X.C. Zhang, *Optics Express*, **27** (8), 10419-10425 (2019).
9. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, *Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам*, Физматлит, М. (2005).
10. S.L. McCall, E.L. Hahn, *Phys. Rev. Lett.*, **18** (21), 908-911 (1967).
11. S.L. McCall, E.L. Hahn, *Phys. Rev.*, **183** (2), 457-485 (1969).
12. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov, *Phys. Rev. A*, **98** (6), 063803 (2018).
13. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov, *Phys. Rev. A*, **100** (5), 053807 (2019).
14. А.Г. Степанов, А.А. Мельников, В.О. Компанец, С.В. Чекалин, *Письма в ЖЭТФ*, **85**, №5, 279-282 (2007).
15. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов, *Письма в ЖЭТФ*, **87**, №8, 470-476 (2008).
16. В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский, *Теория солитонов: метод обратной задачи*, Наука, М. (1980).
17. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, М. (1988).
18. M.J. Ablowitz, P.A. Clarkson, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering*, Cambridge University Press, Cambridge (1991).
19. P.J. Caudrey, J.C. Eilbeck, J.D. Gibbon, R.K. Bullough, *J. Phys. A: Math. Nucl. Gen.*, **6**, L53, (1973).
20. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, М. (1978).
21. T. Brabec, F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).

ИЗГИБНО-МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫХ СОЛИТОНОВ

Сазонов С.В.**

†Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Москва, Россия

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

Исследовано распространение оптико-терагерцового солитона в квадратично-нелинейном волноводе. Данный солитон формируется при оптическом методе генерации терагерцового излучения в условиях синхронизма длинных и коротких волн. Методом усредненного лагранжиана рассмотрен вопрос устойчивости солитона по отношению к самофокусировке. Показано, что на развитой стадии генерации изгибная и модуляционная неустойчивости вносят примерно одинаковый вклад в этот процесс. При аномальной дисперсии групповой скорости оптической компоненты самофокусировка необратима. В условиях же нормальной дисперсии нелинейный дфокусирующий эффект может быть уравновешен фокусирующей рефракцией волновода.

Оптический метод генерации терагерцового излучения можно рассматривать как параметрический распад в квадратично-нелинейной среде оптических фотонов на терагерцовые фотоны и другие оптические фотоны меньшей частоты. При этом оптический импульс является квазимонохроматическим, обладая несущей частотой ω . Поэтому он хорошо описывается огибающей ψ электрического поля. Терагерцовый же сигнал представляет собой видеоимпульс электрического поля E_T , для которого невозможно ввести понятие огибающей. Процесс генерации идет наиболее успешно, если выполняется условие синхронизма длинных и коротких волн [1]: $v_g = c/n_T$. Здесь v_g - линейная групповая скорость оптического импульса, c - скорость света в пустоте, n_T - терагерцовый показатель преломления.

При выполнении условия синхронизма система уравнений, описывающая генерацию в квадратично-нелинейном волноводе терагерцового сигнала оптическим импульсом и их последующее нелинейное взаимодействие, имеет вид [2]

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \alpha E_T \psi + \omega g_\omega(\mathbf{r}_\perp) \psi + \frac{c}{2n\omega} \Delta_\perp \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial z} = -\sigma \frac{\partial}{\partial \tau} (|\psi|^2) - g_T(\mathbf{r}_\perp) \frac{\partial E_T}{\partial \tau} + \frac{c}{2n_T} \Delta_\perp \int_{-\infty}^{\tau} E_T d\tau', \quad (2)$$

где β - коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС) оптического импульса, $\alpha = \frac{4\pi\chi^{(2)}(\omega, 0)\omega}{cn}$, $\sigma = \frac{4\pi\chi^{(2)}(\omega, -\omega)}{cn_T}$, $\chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2)$ - нелинейная оптическая восприимчивость второго порядка, n - оптический показатель преломления на оси Z волновода, $\tau = t - z/v_g$, t - время, $g_\omega(\mathbf{r}_\perp) = \frac{2\pi}{cn} f_\omega(\mathbf{r}_\perp)$, $g_T(\mathbf{r}_\perp) = \frac{2\pi}{cn_T} f_T(\mathbf{r}_\perp)$, $f_\omega(\mathbf{r}_\perp) = \frac{n^2(\mathbf{r}_\perp) - n^2}{n^2 - 1}$, $f_T(\mathbf{r}_\perp) = \frac{n_T^2(\mathbf{r}_\perp) - n_T^2}{n_T^2 - 1}$, $n(\mathbf{r}_\perp)$ и $n_T(\mathbf{r}_\perp)$ - локальные оптический и терагерцовый показатели преломления соответственно, зависящие от поперечной координаты, Δ_\perp - поперечный лапласиан.

На оси волновода, где $\mathbf{r}_\perp = 0$, имеем $g_\omega(\mathbf{r}_\perp) = f_\omega(\mathbf{r}_\perp) = g_T(\mathbf{r}_\perp) = f_T(\mathbf{r}_\perp) = 0$.

В случае одномерной однородной среды $g_\omega(\mathbf{r}_\perp) = g_T(\mathbf{r}_\perp) = \Delta_\perp = 0$ система (1), (2) имеет солитонные решения. Для учета неоднородности и неоднородности, отталкиваясь от одномерных солитонов, пробные решения выбраны в виде

$$\psi = |\beta| \sqrt{\frac{\gamma}{\alpha\sigma}} \mu \exp\{i[\Phi_1 - \gamma(\tau + \Phi_2)]\} \operatorname{sech}[\mu(\tau + \Phi_2)], \quad (3)$$

$$E_T = -\frac{\beta}{\alpha} \mu^2 \operatorname{sech}^2[\mu(\tau + \Phi_2)]. \quad (4)$$

Здесь γ , μ , Φ_1 и Φ_2 - неизвестные функции координат. При этом параметрами μ и Φ_1 учитывается модуляционная (modulation) неустойчивость [3 – 5, 9], а параметрами γ и Φ_2 - изгибная (snake) неустойчивость [5 – 9].

С помощью метода усредненного лагранжиана [10] для этих функций получены дифференциальные уравнения гидродинамического типа. Развитая стадия генерации соответствует условию $(\gamma/\mu)^2 \ll 1$. В этом случае данные уравнения принимают вид системы двухжидкостной гидродинамики:

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial z} + \nabla_\perp (\rho_j \nabla_\perp \varphi_j) = 0, \quad \frac{\partial \varphi_j}{\partial z} + \frac{(\nabla_\perp \varphi_j)^2}{2} + F_j(\rho_1, \rho_2) + G_j = 0. \quad (5)$$

Здесь $\rho_1 = \mu^3$, $\rho_2 = \omega\gamma\mu$, $\varphi_1 = -c\Phi_1/n_T$, $\varphi_2 = -c\Phi_2/n$,

$$F_1 = \frac{c\beta}{n_T\omega} \frac{\rho_2}{\rho_1^{1/3}}, \quad F_2 = \frac{c\beta}{2n\omega} \rho_1^{2/3}, \quad (6)$$

$$G_1 = -\frac{c}{n_T} g_T(\mathbf{r}_\perp), \quad G_2 = -\frac{c}{n} g_\omega(\mathbf{r}_\perp). \quad (7)$$

Система (5) – (7) при $g_T/n_T = g_\omega/n$ обладает точным аксиально-симметричным автомодельным решением. При этом параметры пробных решений (3), (4) следующим образом зависят от поперечной координаты r :

$$\mu = \frac{1}{\tau_p} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{2/3} \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}, \quad \gamma = \frac{n_T}{2n\omega\tau_p^2} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{4/3} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \quad (8)$$

$$\Phi_j = -\frac{n_j}{c} \left(q + \frac{r^2}{2} \frac{R'}{R}\right), \quad (9)$$

где $n_1 = n_T$, $n_2 = n$, τ_p и R_0 - входные длительность и апертура оптического импульса, R - апертура оптико-терагерцового солитона в среде, зависящая от координаты z , q - зависящая от z нелинейная добавка к фазовому и групповому эйконалам солитона.

Пусть показатель преломления волновода изменяется от центра к периферии по закону $n(r) = n\sqrt{1 - r^2/a^2}$, где a - радиус волновода. Тогда апертура солитона подчиняется дифференциальному уравнению для ньютоновской частицы единичной массы

$$R'' = -\frac{\partial U}{\partial R}, \quad (10)$$

где «потенциальная энергия»

$$U = \frac{3c\beta}{4n\omega\tau_p^2} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{4/3} + \frac{2\pi}{(n^2-1)a^2} R^2. \quad (11)$$

Из (3), (4) и (9) следует, что на развитой стадии генерации терагерцового сигнала влияния модуляционной и изгибной неустойчивостей на поперечную динамику солитона сопоставимы. Модуляционная неустойчивость влечет за собой искривление фазовых фронтов (см. (3) и (9)). В свою очередь групповые фронты искривляются благодаря изгибной неустойчивости (см. (3), (4) и (9)).

В случае аномальной ДГС ($\beta < 0$) функция $U(R)$ монотонно уменьшается с уменьшением аргумента. Поэтому процесс самофокусировки солитона необратим. Дистанция z_f , на которой происходит самофокусировка, оценивается соотношением $z_f \sim \sqrt{l_d l_D}$, где $l_d = 2\tau_p^2 / |\beta|$ и $l_D = n\omega R_0^2 / c$ - дисперсионная и дифракционная длины соответственно. Вблизи точки фокуса апертура ведет себя следующим образом: $R \sim (z_f - z)^{3/5}$. Для параметров μ и γ имеем: $\mu \sim (z_f - z)^{-2/5}$, $\gamma \sim (z_f - z)^{-4/5}$. Поля оптического и терагерцового импульсов растут по закону $|\psi|, E \sim (z_f - z)^{-4/5}$.

Пусть теперь ДГС является нормальной: $\beta > 0$. Тогда функция $U(R)$ имеет минимум при $l_d l_D = \frac{n^2-1}{2\pi} a^2$, что соответствует устойчивому распространению. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-11-01157 - П).

1. В.Е. Захаров, Письма в ЖЭТФ, **62**, 1745 – 1748 (1972).
2. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов, *Изв. РАН. Сер. Физическая*, **82** (11), 1610 – 1614, (2018).
3. Е.А. Kuznetsov, А. М. Rubenchik, and V. E. Zakharov, *Phys. Rep.*, **142** (3), 103 – 165 (1986).
4. Y.S. Kivshar, D.E. Pelinovsky, *Phys. Rep.*, **331**, 117 – 195 (2000).
5. В.А. Malomed, D. Mihalache, F. Wise, and L. Torner, *J. Opt. B: Quantum, Semiclassical Opt.*, **7**, R53 – K72 (2005).
6. V.E. Zakharov, A.M. Rubenchik, *Sov. Phys. JETP*, **38**, 494 – 500 (1974).
7. D.E. Pelinovsky, *Math. Comput. Simul.*, **55**, 585 – 594 (2001).
8. G. Lombardi, W. Van Alphen, S.N. Klimin, and J. Tempere, *Phys. Rev. A*, **96**, 033609 (2017).
9. S.V. Sazonov, A.A. Kalinovich, M.V. Komissarova, and I.G. Zakharova, *Phys. Rev. A*, **100**, 033835 (2019).
10. С.К. Жданов, Б.А. Трубников, *ЖЭТФ*, **92**, 1612 – 1618 (1987).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ В ГЕНЕРАЦИИ ТИТАН-САПФИРОВОГО ЛАЗЕРА С КОГЕРЕНТНЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

Архипов Р.М.****, Архипов М.В.***, Шимко А.А.*,
Бабушкин И.В.****, Розанов Н.Н. ****

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

****Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, Hannover, Germany

В докладе сообщается об экспериментах с титан-сапфировым лазером с когерентным поглотителем, в которых удалось пронаблюдать крайне редкие события резкого роста амплитуды и сокращения длительности импульсов, возникавших в режиме когерентной синхронизации мод.

В последнее время возрос интерес к редким и неожиданным событиям, которые наблюдаются в природе. Начало этому положили исследования в области океанографии океанских волн аномально большой амплитуды, представляющими угрозу для судоходства и побережий [1]. После понимания механизмов их рождения, а также обнаружения крайне редких, но таких же катастрофических по амплитудам событий в других волновых и колебательных системах, в частности в оптических волноводах [2], пришло понимание существования некоторых аналогий между явлениями разной физической природы, в частности, между океанографией и оптикой [3].

Данная работа расширяет круг таких явлений. Мы обнаружили новый объект, в котором наблюдаются экстремальные события. Они возникают в титан-сапфировом лазере, в резонаторе которого присутствует когерентный поглотитель. Наличие когерентного поглотителя, позволяет на практике реализовать режим так называемой «когерентной» синхронизации мод в титан-сапфировом лазере [4-6]. В отличие от насыщающихся поглотителей за счет эффекта насыщения поглощения, обеспечивающих режим синхронизации мод, когерентный поглотитель формирует в режиме синхронизации мод в резонаторе 2π импульсы самоиндуцированной прозрачности. Отметим, что подобные импульсы в лазере можно интерпретировать как диссипативные солитоны самоиндуцированной прозрачности [7].

Эксперименты были выполнены на установке, описание которой дано в [5]. Были обнаружены режимы генерации с одним солитонным импульсом в резонаторе, а также двумя, тремя и более [6]. При наличии нескольких импульсов, которые демонстрировали взаимодействие друг с другом, было зафиксировано образование солитонных молекул, слияние нескольких солитонов в один и распады солитонов. Событие слияния всех солитонов в один было крайне редким, оно сопровождалось резким возрастанием пиковой мощности импульса генерации и сокращением длительности. В рамках сложившейся терминологии, подобное событие классифицируется как экстремальное. До сих пор экстремальные явления в системах диссипативных солитонов самоиндуцированной прозрачности не предсказывались и не наблюдались экспериментально.

В докладе приводится подробное описание результатов экспериментов, приводятся доказательства того, что эти события являются следствием внутренней динамики лазера, а не флуктуациями технического характера.

Пример осциллограммы генерации, содержащей экстремальное событие дан на рис. 1.

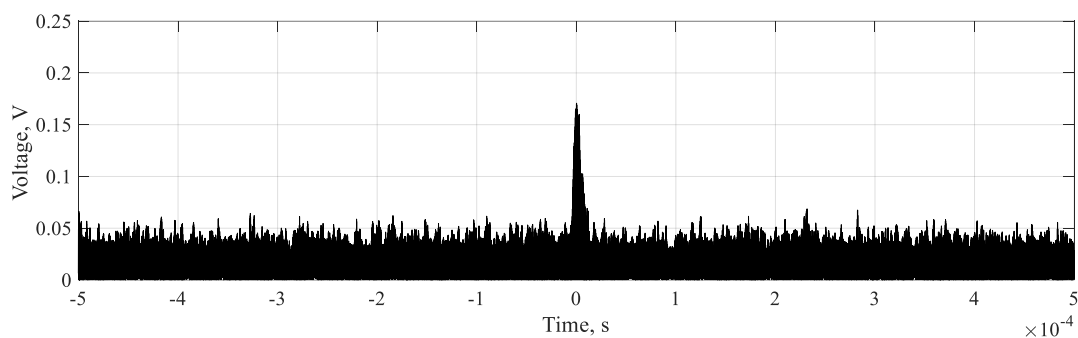


Рис. 1. Осциллограмма интенсивности генерации титан-сапфирового лазера с когерентным поглотителем в резонаторе, содержащая экстремальное событие в центре осциллограммы

Если провести аналогию между резонатором и бассейном с водой, то вне области экстремального события несколько солитонов создают картину похожую на хаотическую «рябь» на поверхности воды. Затем «рябь» начинает пропадать, небольшие волны очень быстро сливаются в одну волну большой амплитуды. Также быстро как эта волна возникает, так же быстро она и исчезает. И вновь на поверхности остается «рябь» из движущихся во встречных направлениях волн без какого-либо видимого порядка.

Работа Р.М. Архипова поддержана грантом РФФ 19-72-00012.

1. C. Kharif, E. Pelinovsky, A. Slunyaev, *Rogue Waves in the Ocean* (Springer, 2008).
2. D.R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, B. Jalali, *Nature* **450**, 1054–1057 (2007).
3. J.M. Dudley, G. Genty, A. Mussot, A. Chabchoub, F. Dias, *Nature Reviews Physics*, **1**, №11, 675-689 (2019).
4. M.V. Arkhipov, A.A. Shimko, N.N. Rosanov, I. Babushkin, R. M. Arkhipov, *JETP Letters*, **109**, №10, 634-637. (2019).
5. M.V. Arkhipov, A.A. Shimko, N.N. Rosanov, I. Babushkin, R.M. Arkhipov, *Physical Review A*, **101**, 013803 (2020).
6. M.V. Arkhipov, A.A. Shimko, N.N. Rosanov, I. Babushkin, R.M. Arkhipov, *Journal of Physics: Conference Series*, **1410**, №1, 012102. (2019).
7. Н.Н. Розанов, *Диссипативные оптические солитоны*, (М., Физматлит, 2011).

СВОЙСТВА ДИССИПАТИВНЫХ КЕРРОВСКИХ СОЛИТОНОВ И ПЛАТИКОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ С ОБРАТНЫМ РАССЕЯНИЕМ

Кондратьев Н.М., Галиев Р.Р.*, Лобанов В.Е.

Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

*Физический Факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Работа посвящена численному моделированию свойств диссипативных керровских солитонов (аномальная дисперсия) и платиконов (нормальная дисперсия) в высокочастотном резонаторе с обратным рассеянием. Показано, что области стабильности солитонов и платиконов зависят от коэффициента связи прямой и обратной волны.

Генерация оптических частотных гребенок в оптических микрорезонаторах интенсивно изучалась в течение последнего десятилетия. Диссипативные керровские солитоны [1], обеспечивающие наиболее стабильные и гладкие частотные гребёнки, представляют наибольший интерес. Несколько методов генерации и манипулирования солитонами были разработаны и реализованы как в объемных кристаллических [1], так и в микрорезонаторах на чипе [2]. Однако в большинстве экспериментов используются узкополосные лазерные источники для накачки микрорезонатора и генерации оптической гребенки. Недавние идеи, касающиеся реализации метода затягивания частоты [3] для фиксации лазерного диода на микрорезонаторе, приводят к значительному упрощению установки [4, 5]. Было показано, что это возможно не только с одночастотными лазерными диодами, но и с более мощными многочастотными лазерными диодами, поскольку механизм затягивания обеспечивает эффективное преобразование спектра излучения в одночастотный узкополосный [6]. При затягивании с микрорезонатором мод шепчущей галереи (МШГ) используется резонансное рэлеевское рассеяние на внутренних и поверхностных неоднородностях, когда часть входящего излучения в резонансе с частотой выбранного МШГ отражается обратно к лазеру. Однако большое обратное рассеяние означает также высокую энергию в обратной волне, которая может создавать помехи для прямой волны и влиять на динамику солитонных импульсов. В нашей предыдущей работе [7] была построена хорошо обоснованная теория для описания таких взаимодействий. В данной работе показано, что существование обратной волны сильно влияет на динамику и свойства солитонов и платиконов в оптических микрорезонаторах, что приводит к существенным модификациям их областей существования и устойчивости. Кроме того, влияние обратной волны приводит к снятию вырожденности диапазонов существования солитонов по их количеству, наподобие исследованных ранее тепловых эффектов [8].

Здесь мы используем модель, разработанную в [7], в которой учитывается как линейная связь прямой и обратной волн, так и нелинейное перекрестное воздействие. При условии, что линейная связь одинакова для всех мод, мы получаем систему двух связанных уравнений типа LLE:

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial \tau} = i \frac{1}{2} d_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} + i \left(|A|^2 + 2 \frac{U_B}{2\pi} \right) A - (1 + i\alpha) A + i\beta B(-\varphi) + f \\ \frac{\partial B}{\partial \tau} = i \frac{1}{2} d_2 \frac{\partial^2 B}{\partial \varphi^2} + i \left(|B|^2 + 2 \frac{U_A}{2\pi} \right) B - (1 + i\alpha) B + i\beta A(-\varphi) \end{cases}, \quad (1)$$

где A и B обозначают амплитуды прямой и обратной волн, τ время, нормированное на время жизни фотона в микрорезонаторе, $\varphi = \phi - D_1 t$ азимутальный угол в системе координат, вращающейся с частотой, равной межмодовому расстоянию D_1 , ϕ азимутальный угол внутри резонатора, d_2 коэффициент дисперсии групповых скоростей, нормированный на ширину резонанса, β нормированный коэффициент рассеяния, α нормированная отстройка резонанса от частоты накачки, f нормированная амплитуда накачки, $U_A = \int_0^{2\pi} |A|^2 d\varphi$ и $U_B = \int_0^{2\pi} |B|^2 d\varphi$ средние энергии поля прямой и обратной волн. Стоит обратить внимание, что в (1)

перекрёстные члены зависят не от локальных значений поля, а от средних, вследствие вращения полей в противоположных направлениях.

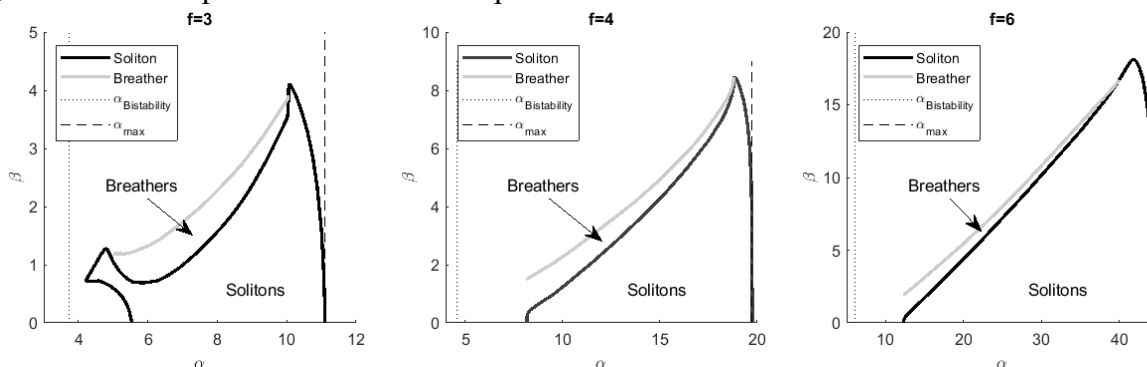


Рис. 1. Области существования и устойчивости солитонов для $d_2 = 0.02$ и различных значений f .

Солитоны устойчивы между осью абсцисс и чёрной линией, а между серой и чёрной линиями существуют бризеры. Черная пунктирная линия соответствует критерию бистабильности, а штриховая - максимальной отстройке солитона [9]

Мы провели анализ распространения солитонов при аномальной дисперсии и обнаружили, что области существования и устойчивости солитонов зависят от величины обратного рассеяния, определяемого коэффициентом связи прямой и обратной волн (см. рис. 1). Для некоторых сравнительно низких значений накачки (см. левую панель на рис. 1) мы обнаружили неожиданный рост области стабильности и формирование «острова стабильности». Так же область устойчивости солитона по коэффициенту рассеяния относительно быстро растет с амплитудой накачки и смещается к большим отстройкам (сравните панели на рис. 1).

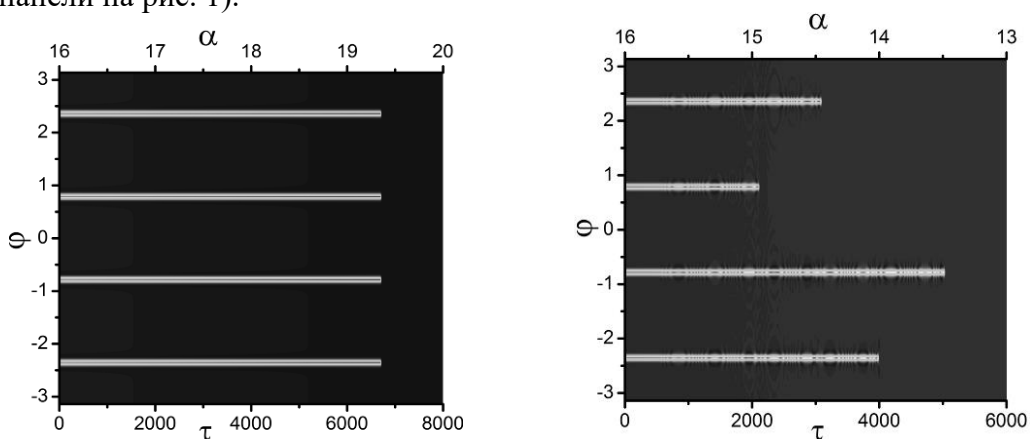


Рис. 2. Эволюция числа солитонов при прямом (левая панель) и обратном (правая панель) сканировании отстройки при $d_2 = 0.02$, $f = 4$, $\beta = 4.1$. При обратном сканировании виден переход в односолитонный режим

Мы также обнаружили интересный факт. Поскольку нелинейная перекрёстная связь определяется усредненной интенсивностью, области существования для состояний с различным числом солитонов не одинаковы. Мы предполагаем, что данный эффект можно использовать для настройки числа генерируемых солитонов. Используя многосолитонное начальное условие, мы обнаружили, что уменьшение отстройки (обратное сканирование) приводит к пошаговому уменьшению числа солитонов и переходу от многосолитонного к односолитонному режиму (см. правую панель на рис. 2). Интересно, что такого переключения не происходит при прямом сканировании (см. левую панель на рис. 2).

Мы также исследовали влияние обратной волны на генерацию платиконов, реализуемую либо за счет амплитудной модуляции накачки, либо за счет взаимодействия мод, описываемого сдвигом моды накачки [10]. Было показано, что генерация возможна при больших значениях коэффициента обратного рассеяния, однако при этом области генерации существенно сдвигаются. Также, возможно появления областей неустойчивости, причем как внутри области

генерации платиконов, так и на границе. Помимо этого, при перестройке частоты наблюдались скачкообразные изменения параметров генерируемых платиконов (см. рис. 3, слева), а также дрейф и своеобразное «перерождение» (см. рис. 3, справа).

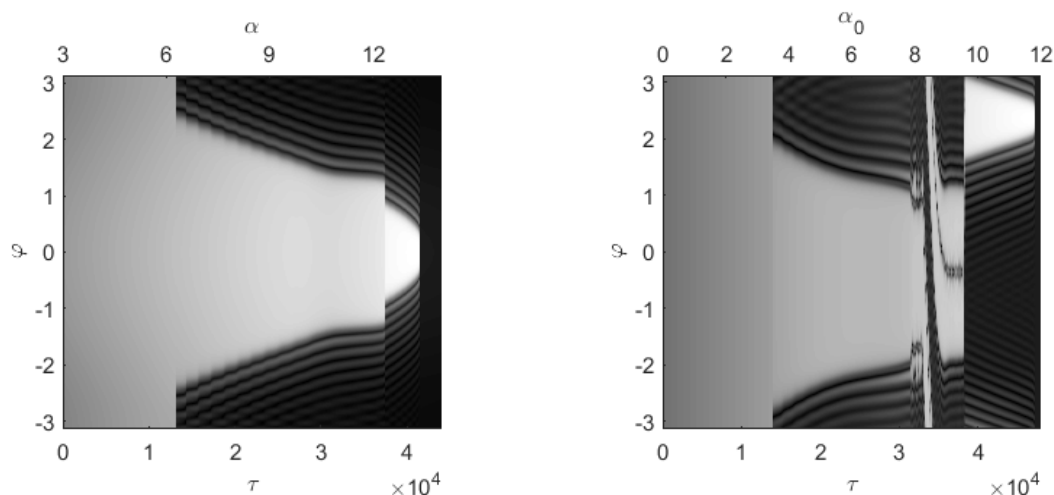


Рис. 3. Эволюция платикона (нормальная дисперсия $d_2 = -0.02$) при $f = 4$, $\beta = 0.5$ и амплитудной модуляции (слева) и при $f = 5$, $\beta = 1.0$ и сдвиге моды накачки (справа)

Эти переходы находятся в области появления дополнительных ветвей и петли на нелинейной резонансной кривой [7].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-72-00173).

1. T.J. Kippenberg, et al., *Science* **361**(6402), eaan8083 (2018).
2. A.L. Gaeta, M. Lipson, T.J. Kippenberg, *Nat. Photon.* **13**, 158–169 (2019).
3. N.M. Kondratiev, et al., *Opt. Express* **25**, 28167-28178 (2017).
4. N.G. Pavlov, et al., *Nat. Photon.* **12**, 694–698 (2018).
5. A.S. Raja, et al., *Nat. Comm.* **10**, 680 (2019).
6. R.R. Galiev, et al., *Opt. Express* **26**, 30509-30522 (2018).
7. N.M. Kondratiev, V.E. Lobanov, *Phys. Rev. A*, **101**, 013816 (2020).
8. H. Guo, et al., *Nature Physics* **13**, 94 (2016).
9. T. Herr, et al., *Nat. Photon.* **8**, 145 (2014).
10. V.E. Lobanov, et al., *Phys. Rev. A* **100**, 013807 (2019).

ОПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ААРОНОВА-БОМА НА ОСНОВЕ УНИПОЛЯРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Архипов Р.М.***, Архипов М.В.**, Розанов Н.Н.***

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия,

** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

В докладе обсуждается вариант эксперимента по наблюдению оптического эффекта Ааронова-Бома, в котором качестве источника векторного потенциала, действующего на электроны, используется униполярный импульс света.

В последнее время в связи с повышенным интересом к получению предельно коротких импульсов активно обсуждается возможности получения субцикловых и униполярных импульсов света [1]. Как отмечается в [1], до сих пор высказываются сомнения и даже утверждения о невозможности существования униполярных импульсов. Ряд аргументов противников существования униполярного света разобраны в упомянутой работе. В данном сообщении рассматривается особенность униполярных импульсов, которая также могла бы быть аргументом против возможности существования униполярных импульсов, а именно локальное изменение векторного потенциала пустого пространства. Униполярные импульсы, в отличие от привычных многоцикловых импульсов, обладают той особенностью, что электрическая площадь импульса $S_E \equiv \int \mathbf{E}(t) dt$ ($\mathbf{E}(t)$ - напряженность электрического поля, t - время) не равна нулю [2]. В калибровке, в которой скалярный потенциал равен нулю, векторный потенциал \mathbf{A} в выбранной точке пространства связан с напряженностью электрического поля соотношением $\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$.

Изменение векторного потенциала, который должен бесконечно долго оставаться неизменным, на первый взгляд, ведет к несуразным и парадоксальным выводам, в частности, позволяет говорить о «памяти» пространства. Напомним, что в классической физике электромагнитные потенциалы, играют роль математически вводимых вспомогательных величин, а физический смысл имеют напряженности электрического и магнитного полей, определяющие силы, действующие на заряды и токи. В квантовой физике, в квантовой механике потенциалы играют особую, первичную роль. Ааронов и Бом [3] предложили схемы экспериментов, где, в отличие от классической механики, можно обнаружить воздействие электромагнитных потенциалов на заряженную квантовую частицу, даже если в области, где она находится, все поля и, следовательно, силы, действующие на частицу, в классическом понимании исчезают.

Мысленный оптический эксперимент, который на первый взгляд мог бы продемонстрировать факт существования памяти о прохождении однополярного импульса рассмотрен в [4]. Схема была предложена еще в первой работе Ааронова-Бома [3] и затем многократно анализировалась другими авторами. В оптическом варианте интерферометра Ааронова-Бома (АБ) в одном из плеч перед появлением электронного пакета проходит однополярный импульс излучения, который опережает появление пакета и не пересекается с ним. Таким образом, пакет должен будет взаимодействовать только с постоянным векторным потенциалом, который оставит после себя униполярный импульс, и волновая функция электронов должна изменить фазу. В таком случае на экране произойдет сдвиг полос относительно их положения в отсутствии импульса [4]. Из такого результата мысленного эксперимента следует несуразный вывод о «памяти», следующий из возможности зарегистрировать факт прохождения однополярного импульса спустя неограниченный ничем промежуток времени после его прохождения, который и является аргументом против существования униполярного света. Приведенная в работе [4] оценка имеет недостатки. В ней, например, не учитывается необходимость экранирования одного из плеч, что должно привести к дифракции однополярного импульса и частичной или полной потери униполярности. Поэтому

необходим детальный анализ эксперимента. Однако, устранить парадокс можно и без детального анализа, исходя из законов сохранения.

Каким бы ни был вид поля, электрическая площадь импульса, определяющая векторный потенциал, является векторной величиной. Для нее действует правило сохранения электрической площади $\text{rot } \mathbf{S}_E = 0$ [2], и поэтому интеграл по любому замкнутому контуру от \mathbf{S}_E будет равен нулю. То есть сдвига полос не будет. Таким образом в эксперименте типа АБ невозможно зарегистрировать факт существования «вечного» потенциала \mathbf{A} , создаваемого униполярным светом, и он не сможет оказывать влияние на квантовые системы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов 20-32-70049 и 19-02-00312.

- 1 Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов, *Квантовая электроника*, 50, № 9, 801–815, (2020).
- 2 Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов, *УФН*, 188, №12, 1347-1353 (2018).
- 3 Y. Aharonov, D. Bohm, *Physical Review*, 115, 485, (1959).
- 4 М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов, *Письма в ЖЭТФ*, 111, №12, 794-797, (2020).

ВОЗМОЖНОСТЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ ПРИ ОТСУТСТВИИ ВЗАИМНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ОПОРНОГО И ПРЕДМЕТНОГО ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ УНИПОЛЯРНЫХ СУБЦИКЛОВЫХ ИМУЛЬСОВ

Архипов Р.М.***, Архипов М.В. **, Розанов Н.Н.***

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия,

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

В докладе обсуждаются физические принципы голографической записи с помощью униполярных субцикловых импульсов, то есть фактически при отсутствии взаимной когерентности между опорным и предметным пучками.

Монохроматическое и импульсное квазимонохроматическое лазерное излучение используются для создания в различных веществах пространственных решеток поглощения и преломления в средах при интерференции двух и более пучков света. Длительная фиксация таких решеток в различных средах лежит в основе голографии – метода записи изображений различных объектов [1-2]. Решетки могут быть как стационарные, так и нестационарные, которые возникают в результате нелинейного воздействия света на вещество, а затем исчезают после окончания воздействия света [3].

Однако, уже сравнительно давно был продемонстрирован тот факт, что создание решеток заселенностей может происходить и без одномоментного перекрытия лазерных пучков в среде. Для этого необходимо, чтобы взаимодействие импульсов со средой было когерентным, т.е. длительность импульсов и интервал времени между приходом их в область регистрации был бы значительно меньше времени релаксации поляризации T_2 среды. Этот эффект был продемонстрирован уже в первых экспериментах по наблюдению фотонного эха [4-5]. Впоследствии он был применен в так называемой эхо-голографии – методе записи и восстановления волновых фронтов, когда объектный, опорный и сигнальный лучи проходят через среду, но одномоментно не перекрываются в ней [6]. Физический механизм создания решеток здесь связан с интерференцией падающего импульса с волной макроскопической поляризации среды, наведенной в среде предыдущим импульсом. Такой подход открывает новые возможности получения информации с предельным временным разрешением в интерферометрических и голографических экспериментах. В качестве примера разберем схему записи волнового поля во встречных пучках. На рис. 1 показана среда, где будет фиксироваться картина интерференции опорного и предметного импульса, объект, плоская волна. В первом случае, когда объект освещается монохроматической волной, он должен быть неподвижен, иначе произойдет размывание интерференционной картины.

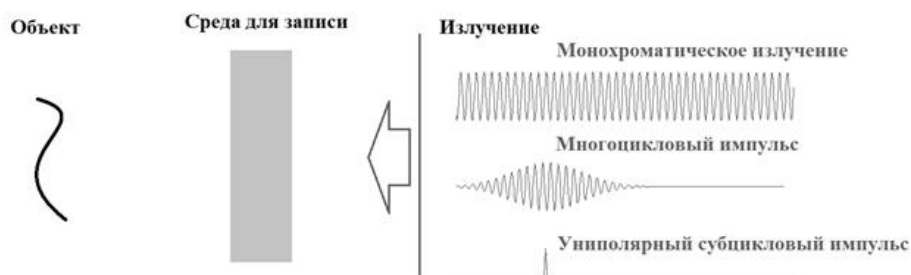


Рис. 1. Схема записи голограммы

Если объект освещается коротким световым импульсом, содержащим много циклов колебаний, то требование перекрытия импульсов в среде накладывает дополнительное ограничение на удаленность объекта и «глубину сцены» объекта. Для коротких импульсов можно избежать ограничений на длительность импульса, если обойтись без перекрытия

лазерных пучков в среде – без одномоментного присутствия опорного и предметного пучка в регистрирующей среде. Но при этом останется требование на неподвижность объекта – его смещение за время экспозиции не должно сильно смещать частоту излучения и смещать положение полос интерференции. Решить проблему может радикальное сокращение длительности вплоть до однокликовых, субкликовых и униполярных импульсов. В этом случае мы разрешим противоречие, существующее в обычной интерферометрии и голографии, где для высокого контраста полос и большой глубины сцены необходимо иметь монохроматический свет, а для разрешения во времени нужны в пределе практически немонахроматические импульсы, которые обладают широким спектром и малой длительностью. Противоречие решается нами следующим образом. Мы уходим от прямой интерференции световых пучков, они не перекрываются одномоментно в среде, поэтому длительность импульса не важна. При этом высокая монохроматичность фактически остается и передается в волну поляризации материи, ибо она свободно осциллирует на собственной частоте в течение времени T_2 . И с ней уже может взаимодействовать очень короткий импульс. Причем чем он короче, тем «точнее» будет его действие.

В таком подходе с применением униполярного импульса пропадают ограничения, связанные со скоростью движения отражающей поверхности объекта, так как отраженный униполярный импульс лишь изменит свою поляриность, а эффект Доплера сократит или увеличит его длительность. При этом, применение интерференции волн поляризации с субкликовыми и униполярными импульсами позволяет, по нашему мнению, достичь предельного временного разрешения в интерферометрических и голографических схемах.

Для практической реализации подобных интерферометрических и голографических схем требуется разработка двух базовых моментов. Первый – получение субкликовых и униполярных импульсов света, второй – исследование воздействия последовательностей таких импульсов на среды, создание в них волн поляризации и решеток заселенностей. Анализ этих проблем в работах [7-12] позволил сформулировать основные физические принципы голографической записи с помощью униполярных субкликовых импульсов, то есть фактически при отсутствии взаимной когерентности между опорным и предметным пучками [13]. Упомянутый цикл работ авторов был удостоен первой премии в ежегодном конкурсе на присуждение премии имени Ю.И. Островского за лучшие научные работы в области оптической голографии и интерферометрии в 2020 году [14].

Исследование Р.М. Архипова в части создания решеток населенностей в резонансной среде с помощью субкликовых импульсов выполнено при поддержке гранта РФФИ (проект № 19-72-00012). Проблема получения униполярных импульсов света и возможность их применения в голографии поддержана грантом РФФИ (проект № 20-32-70049).

1. Ю.И. Островский, “Голография”, Наука, Л., 1970.
2. Ю.И. Островский, М.М. Бутусов, Г.В. Островская, “Голографическая интерферометрия”, М.: Наука, 1977.
3. H.J. Eichler, P. Günter, D.W. Pohl “Laser-Induced Dynamic Gratings”, Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo: Springer-Verlag, 1981).
4. I.D. Abella, N.A. Kurnit, S.R. Hartmann, *Phys. Rev.*, **141**, 391, (1966).
5. Е.И. Штырков, В.С. Лобков, Н.Г. Ярмухаметов, *Письма в ЖЭТФ*, **27**, 685-688, (1978).
6. Е.И. Штырков, *Опт. Спектр.*, **114**, 105-114, (2013).
7. Р. М. Архипов, А. В. Пахомов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, Ю. А. Толмачев, Н.Н. Розанов, *Письма в ЖЭТФ*, **105**, №6, 388-400, (2017).
8. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, *Письма в ЖЭТФ*, **110**, 9–20, (2019).
9. R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I.V. Babushkin, A. Demircan Morgner U., N.N. Rosanov, *Opt. Lett.*, **41**, 4983 (2016).
10. R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov, *Sci. Rep.*, **7**(1), 12467, (2017).
11. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, *Квант. Электрон.*, **49**, 958–962, (2019).
12. R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. Rosanov, I. Babushkin, *Opt. Express*, **28**, pp. 17020-17034 (2020).
13. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, *Письма в ЖЭТФ*, **111**, №9, стр. 586-590 (2020).
14. Электронный ресурс: <http://ostrovsky-award.ru/novosti/> [Дата обращения 01.07.2020]

МЕТОД ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК: КОМПЛЕКСНАЯ ДИАГНОСТИКА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Толстик А.Л., Ивакин Е.В., Даденков И.Г.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Показаны возможности и преимущества метода динамических решеток для диагностики и измерения характеристик ряда функциональных материалов. Продемонстрированы результаты оптической диагностики и исследования нелинейно-оптических, термооптических и кинетических характеристик конденсированных сред.

Существенным достоинством метода динамических решеток (метод пространственно-модуляционной спектроскопии) является возможность бесконтактной диагностики большого разнообразия как типов материалов, так и механизмов их взаимодействия с электромагнитным излучением. При этом возможна работа в широком спектральном (от ближней УФ до ближней ИК области спектра) и временном (от фемтосекунд до секунд) диапазонах. Путем изменения периода динамических решеток, а также использования когерентного поля гомодина, интерферирующего с полем сигнала дифракции в плоскости фотоприемника, появляются возможности выделения различных механизмов нелинейности.

По величине дифракционной эффективности динамической решетки можно оценить светоиндуцированное изменение показателя преломления, а также нелинейные оптические восприимчивости различных порядков [1-3]. Анализ кинетики дифрагированного сигнала на тонких и объемных динамических решетках позволяет измерять время их жизни и определять параметры материалов, такие как термооптический коэффициент, температуропроводность, время жизни свободных носителей заряда и ловушечных уровней в полупроводниках и фоторефрактивных кристаллах, время жизни возбужденного состояния активаторов лазерных сред и т.д. [4-6]. Результаты применения метода динамических решеток в области диагностики ряда материалов приведены в данной работе.

На рис. 1 представлены кинетики дифрагированного сигнала на решетке, записанной в фоторефрактивном кристалле силиката висмута при двух интенсивностях возбуждения. Объемные динамические решетки записывались импульсным излучением YAG-лазера на длине волны 532 нм и считывались излучением He-Ne лазера под углом Брэгга.

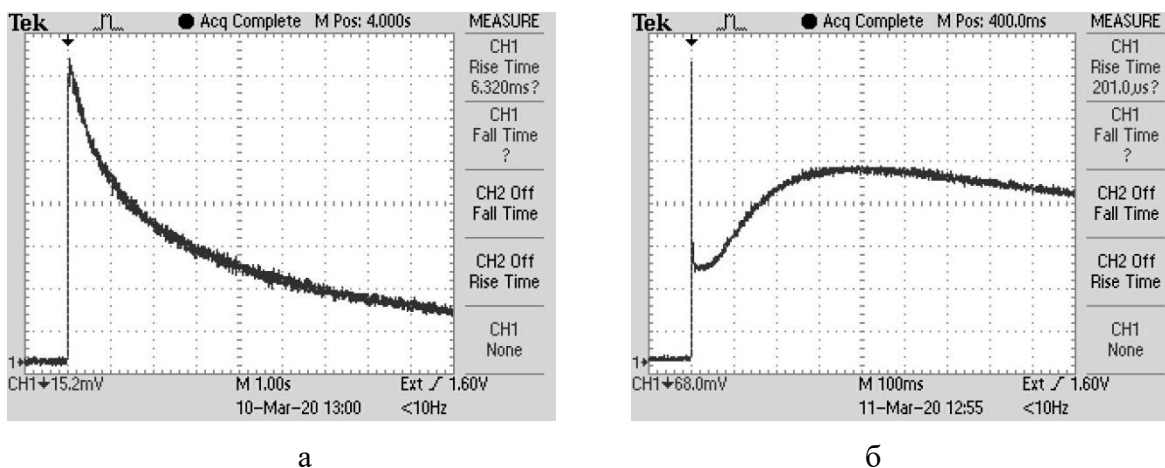


Рис. 1. Осциллограммы дифрагированного сигнала для кристалла силиката висмута при интенсивности 1 МВт/см² (а) и 7 МВт/см² (б)

Видно формирование как коротко-, так и долгоживущих решеток с временами, отличающимися на несколько порядков. При увеличении интенсивности наряду с решеткой, живущей несколько секунд (Рис. 1, а), появляется короткоживущая решетка с временем

релаксации на уровне миллисекунд (рис. 1, б). Установлено, что с увеличением интенсивности вклад долгоживущих решеток уменьшается, а короткоживущих – увеличивается.

На рис. 2 представлена кинетика формирования и затухания сигнала дифракции в карбиде кремния 4H-SiC при импульсном межзонном возбуждении в нем динамических решеток.

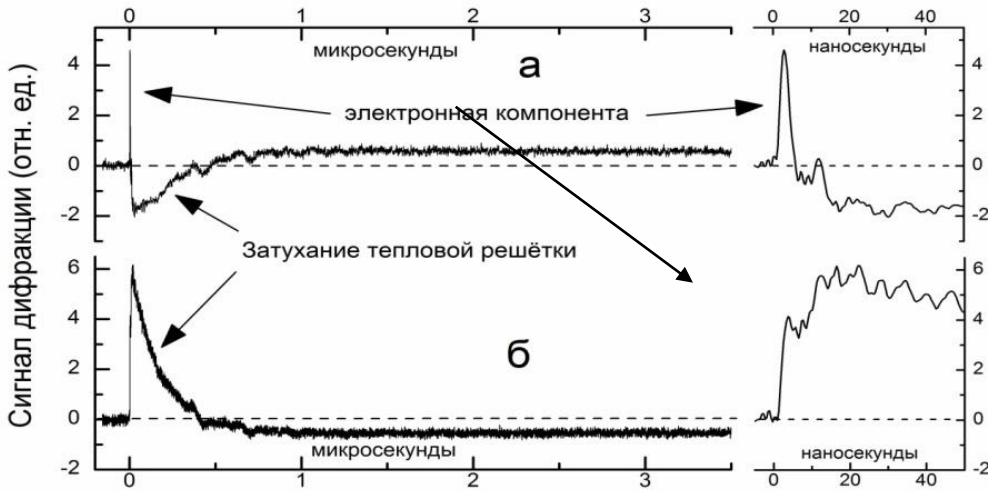


Рис. 2. Многокомпонентная кинетика дифракции на решетке с периодом 37,5 мкм. Нулевая горизонтальная линия — уровень мощности когерентного поля гомодина. Знак сигналов меняется при установке разности фаз между полями дифракции и гомодина 0 (а) или π (б)

Электронная составляющая дифракции, вызванная генерацией свободных носителей заряда, проявляется на рис. 2, а в виде короткого импульса вверх в начале кинетики. Длительность этой компоненты определяется временем рекомбинации свободных носителей заряда и лежит в диапазоне менее 1 нс. Это значение находится за пределами временного разрешения системы регистрации. Быстрая безызлучательная рекомбинация свободных носителей заряда формирует тепловую динамическую решетку. По времени ее жизни определена величина температуропроводности $\chi = 1,71 \text{ см}^2/\text{с}$. При этом присутствует также компонента длительностью до десяти миллисекунд, связанная с заселением глубоких ловушек.

На основе метода динамических решеток впервые выполнено прямое измерение коэффициента диффузии возбуждения в лазерном кристалле $\text{Yb}^{3+}:(20 \text{ ат.}\%)\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Величина коэффициента диффузии возбуждения составила $10^{-8} - 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$. Эффект диффузии возбуждения проявляется в высоколегированных ($>20 \text{ ат.}\%$) лазерных кристаллах и зависит от вероятности отдельного акта безызлучательного резонансного обмена энергией между ионами активатора, которая в свою очередь определяется минимальным расстоянием между соответствующими ионами в кристаллической решетке матрицы. Отмечается рост этого параметра с температурой. В то же время, в кристалле $\text{Yb}^{3+}:(20 \text{ ат.}\%)\text{KYW}$ эффект диффузии возбуждения не обнаружен.

Микронная пленка PbTe исследована в геометрии на отражение. Согласно рис. 3, ее возбуждение на длине волны 533 нм приводит к формированию тепловых динамических решеток одновременно трех типов: фазовая и амплитудная термоотражения, а также фазовая решетка поверхностного рельефа. Применение поля гомодина позволило выполнить фазовую селекцию необходимого сигнала и определить коэффициент температуропроводности пленки. На рис. 3: (2) и (4) – амплитудная решетка термоотражения, (1) и (3) – фазовая рельефная решетка с высотой поверхностного рельефа 0,7 нм.

Обычно измерения времени жизни метастабильного уровня лазерного кристалла по времени жизни динамических решеток близко соответствуют данными других работ, полученным по кинетике люминесценции. Однако при проявлении эффектов перепоглощения длительность люминесценции растет и в измерения вносятся заметные ошибки. В отличие от этого метод динамических решеток дает истинное время жизни метастабильного уровня. Один из результатов приведен на рис. 4. Видно, что длительность люминесценции превышает

времени жизни динамических решеток. Именно кинетика 2 определяет время жизни метастабильного уровня.

Новые возможности диагностики конденсированных сред в условиях мощного лазерного возбуждения дает нелинейная запись динамических решеток, реализуемая в средах в условиях проявления нелинейностей пятого и более высокого порядка. Появляется возможность измерения не только нелинейно-оптических восприимчивостей пятого и более высоких порядков, но и определения нелинейности термооптического коэффициента. На примере поглощающих жидкостей определен эффективный термооптический коэффициент второго порядка, учитывающий зависимость теплоёмкости и плотности среды от температуры, который составил $\left(\partial^2 n / \partial T^2\right)_{\text{эфф}} \approx 10^{-6} \text{ K}^{-2}$.

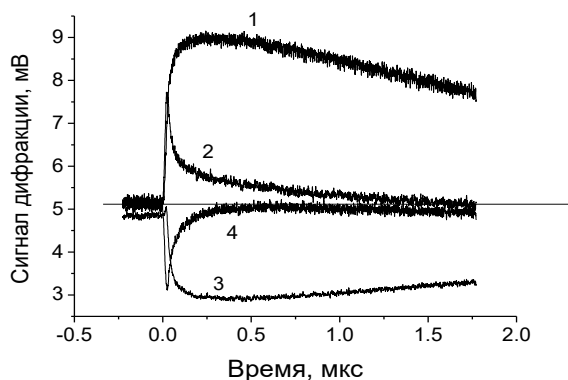


Рис. 3. Пленка термоэлектрика PbTe.
Относительные сдвиги фазы полей
гомодина и дифракции: 0(1), $\pi/2$ (2), π (3),
 $3/2\pi$ (4)

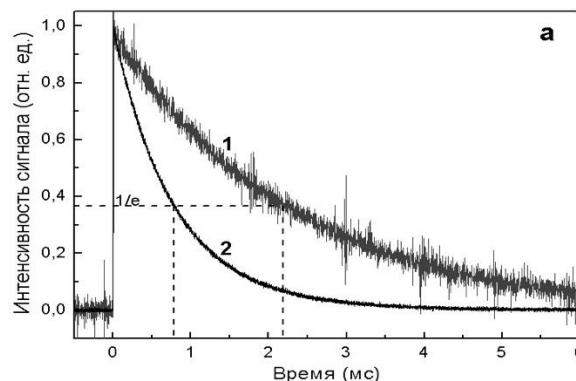


Рис. 4. Кинетики затухания
люминесценции (1) и дифракции (2)
в лазерном кристалле Yb(21at.%):GGG.
Длина волны накачки 960 нм

Таким образом, в работе демонстрируются широкие возможности использования метода динамических решеток для диагностики разнообразных материалов и измерения их характеристик (оптические восприимчивости различных порядков, термооптические коэффициенты, температуропроводность, время жизни свободных носителей заряда, ловушечных уровней и возбужденных атомов и молекул).

1. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea, *Optics Communications*, **181**, 183–190, (2000).

2. А.Л. Толстик, *Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений*, Мн.: БГУ, 2002, 159 с.

3. I.N. Agishev, A.L. Tolstik, *Technical Physics Letters*, 2009, *Письма в ЖТФ*, **35**, 362–364, (2009).

4. Е.В. Ивакин, И.Г. Киселев, В.Г. Ральченко, А.П. Большаков, Е.Е. Ашкинази, Г.П. Шаронов, *Квантовая электроника*, **44**, 1055–1060, (2014).

5. E.V. Ivakin, L.G. Kisialiou, O.L. Antipov, *Optical Materials*, **35**, 499–503, (2013).

6. И.Г. Киселев, Е.В. Ивакин, *Журнал прикладной спектроскопии*, **81**, 888–893, (2014).

РАЗРАБОТКА ЦИФРОВОГО СПЕКТРОРЕФРАКТОМЕТРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОТОРНЫХ ТОПЛИВ

Веселовская М.В., Пеньковский А.И.

АО «Швабе – Технологическая лаборатория», Казань, Россия

В данной работе представлен способ экспрессной оценки качества светлых нефтепродуктов на основе измерения показателя преломления и дисперсии образцов топлив с помощью цифрового спектрорефрактометра и описана его разработка.

Целью работы является создание удобных экспрессных методов и разработка цифрового средства контроля качества моторных топлив.

Стандартные прямые методы контроля основных эксплуатационных характеристик светлых моторных топлив требуют существенных временных и материальных затрат для проведения одного анализа. Известные на данный момент косвенные экспресс-методы затруднены тем фактом, что моторные топлива состоят из множества индивидуальных углеводородов, каждый из которых вносит вклад в общие характеристики топлив. Углеводороды включают три основные группы: парафиновые, нафтеновые и ароматические составляющие [1]. Существует ряд методов определения характеристик моторных топлив по соотношению этих групп. Среди методов определения группового состава моторных топлив наиболее информативным и удобным является рефрактометрический метод с использованием дисперсии показателя преломления [2-4].

Суть рефрактометрического метода состоит в том, что моторное топливо рассматривают как смесь парафино-нафтеновых и ароматических фракций и согласно линейному соотношению для определения содержания примеси в чистом веществе находят в нем долю ароматических углеводородов $P_{AP\%}$. Для этого сначала измеряют показатель преломления топлива в желтом свете n_D (для длины волны $\lambda_D = 589,3$ нм) и разность показателей преломления $n_F - n_C = \Delta_{FC}$, называемую средней дисперсией (для длин волн водорода $\lambda_F = 486,1$ нм и $\lambda_C = 656,3$ нм) относительно стеклянной измерительной призмы рефрактометра. Затем находят относительную дисперсию топлива и сравнивают ее с априори известной усредненной величиной относительной дисперсии парафино-нафтеновых составляющих топлива ($\omega_{пн} = 17,55$). По разнице этих величин дисперсий находят долю ароматических углеводородов $P_{AP\%}$ с помощью линейного уравнения (1)

$$P_{AP\%} = K(\omega - 17,55), \quad (1)$$

где K – коэффициент пропорциональности; ω – относительная дисперсия топлива.

Найденные значения n_D , ω и $P_{AP\%}$ являются главными при определении других характеристик топлив. Так, октановое число бензинов Ω , цетановое число z дизельного топлива, высота некоптящего пламени h , нагарный фактор H_f керосинов связаны с n_D и $P_{AP\%}$ следующими формулами, полученными экспериментально:

$$\Omega = 76 + 0,652(P_{AP\%} - 10\%), \quad (2)$$

$$z = 350(1,475 - n_{D_x}) + 46, \quad (3)$$

$$h = 340(1,475 - n_{D_x}) + 19,5 - 0,04P_{AP\%}, \quad (4)$$

$$H_f = 150 - 4000(1,453 - n_{D_x}) - 0,15P_{AP\%}, \quad (5)$$

где n_{D_x} – показатель преломления топлива при 20°C.

Формулы (2) – (5) получены в результате обработки большого массива экспериментальных данных, полученных при исследовании аттестованных образцов топлив (бензинов, дизельных и реактивных топлив) различными методами (рефрактометрическим, дисперсионметрическим, диэлькометрическим, поляриза-ционным). Проведенные исследования показали, что показатель преломления n_D всех видов топлива находится в пределах от 1,37 до 1,48, диапазон измерения средней дисперсии Δ_{FC} топлив – от 0,0060 до 0,0120, а предел допустимой погрешности измерений n_D и Δ_{FC} не должен превышать $2 \cdot 10^{-4}$.

В ходе работы был разработан спектрорефрактометр ИРФ-479 для контроля качества моторных топлив. На рис. 1 показана его структурная схема.

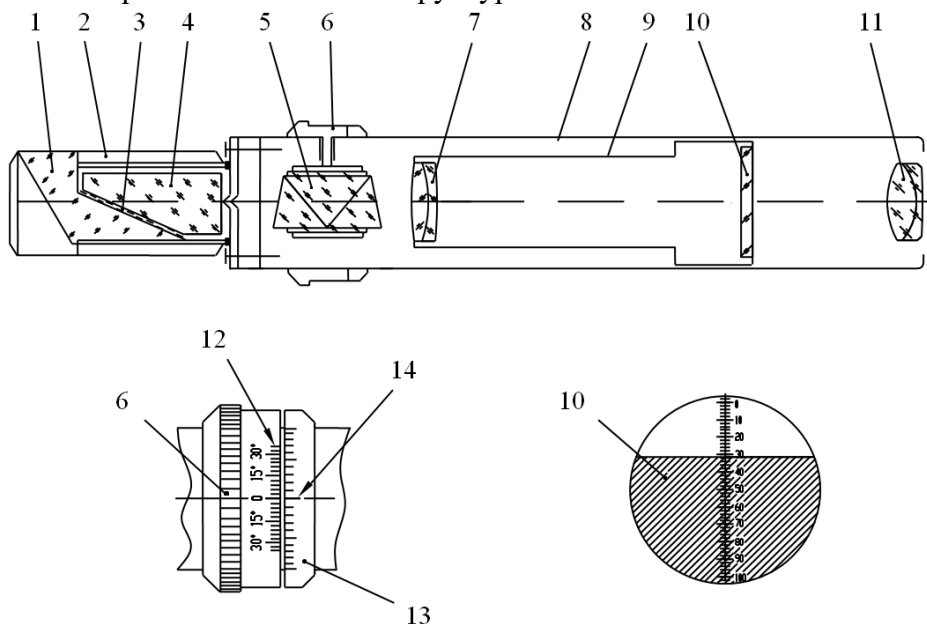


Рис. 1. Структурная схема спектрорефрактометра ИРФ-479

- 1 – призма осветительная; 2 – стакан; 3 – исследуемое вещество; 4 – призма измерительная; 5 – компенсатор дисперсии; 6 – кольцо компенсатора дисперсии; 9 – кольцо с нониусом; 7 – объектив; 8 - корпус зрительной трубы; 9 – визир; 10 – шкала; 11 – окуляр; 12 – шкала компенсатора; 13 - кольцо с нониусом

Принцип работы представленного прибора следующий: белый свет проходит призм-осветитель 1, слой исследуемого топлива 3, преломляется в измерительную призму 4, вторично преломляется на выходной грани призмы 4, проходит через компенсатор 5 и попадает на объектив 7. В фокальной плоскости объектива 7, где установлена равномерная шкала 10, строится изображение границы света и тени, которую можно наблюдать с помощью окуляра 11. Если наблюдаемая граница света и тени имеет радужную окраску, то с помощью вращения кольца 6 добиваются полной компенсации дисперсионных эффектов.

Показания в делениях шкалы М, соответствующие измеряемому показателю преломления топлива n_{D_x} , снимают по положению границы света и тени по шкале 10. По положению шкалы 12 кольца 6 относительно нулевого индекса 14 неподвижного кольца 13 определяют угол поворота φ призмы 5 и находят среднюю дисперсии по формуле (6) через конструктивные коэффициенты А и В [1]:

$$\Delta_{FC} = (n_F - n_C) = A + B(\Delta_{FC})_k \sin \varphi, \quad (6)$$

где $A = n_0 \sin \theta (\Delta_{FC})_0 / G$, $B = \left(\sqrt{(n_0^2 - n_x^2)(1 - n_0^2 + G^2)} \right) / G$, $(\Delta_{FC})_k = 0,025598$ – угловая дисперсия, вносимая призмой 5, $G = n_x \sin \theta + \cos \theta \sqrt{n_0^2 - n_x^2}$.

По идентификационной карте, разработанной в ходе исследований массива экспериментальных данных, можно легко определить, соответствует ли измеряемый образец топлива параметрам регламентирующих документов, а также определить основные параметры образца. На рис. 2 представлена идентификационная карта прибора.

Описанный выше метод был отработан при запуске в производство спектрорефрактометра ИРФ-479. Дальнейшим развитием работы стала разработка цифрового спектрорефрактометра для реализации данного способа экспрессной оценки качества светлых нефтепродуктов. Целями разработки также стали малые габариты устройства, удобство его эксплуатации, простота обслуживания, поэтому структурная схема и принцип измерения показателя преломления и дисперсии были полностью пересмотрены.

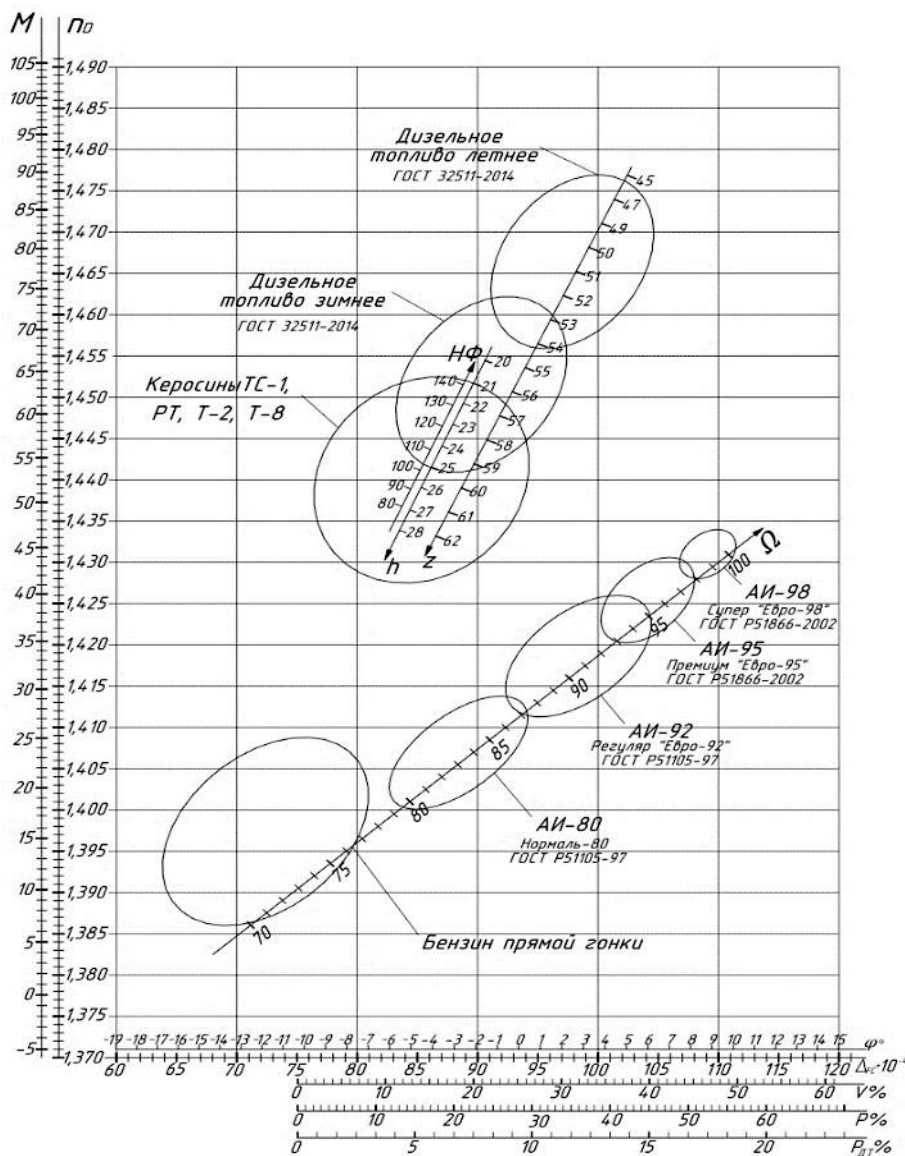


Рис. 2. Идентификационная карта

Так как компенсатор дисперсии в виде призмы Амичи необходимо вращать в автоматическом режиме, то возникает необходимость включения в конструкцию прибора поворотного устройства с датчиком угловых перемещений, что ведет к увеличению габаритов прибора, а также введению дополнительной погрешности в измерении конечных параметров. Поэтому было принято решение в качестве источников света использовать монохроматический свет рабочей длины волны λ_D и двух вспомогательных длин волн λ_F и λ_C и по смещению границы светотени определять среднюю дисперсию [5]. Оптическая схема цифрового устройства представлена на рис. 3.

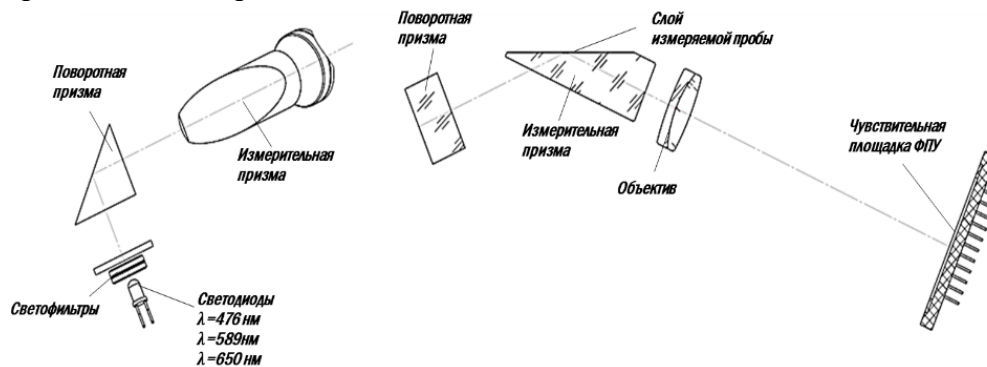


Рис. 3. Оптическая схема цифрового спектрорефрактометра

Согласно данной схеме был разработан и изготовлен макетный образец, на котором в настоящее время отрабатывается принцип измерения показателя преломления и дисперсии исследуемой жидкости и разрабатывается программа управления контроллером прибора.

Распределение освещенности на ФПУ после прохождения света от светодиода через оптическую систему представлено на рис. 4. Критический угол падения света на данном распределении представлен точкой перегиба функции распределения освещенности. По критическому углу при включенном светодиоде $\lambda_D = 589$ нм определяется показатель преломления, а по разнице критических углов при включенных светодиодах $\lambda_F = 476$ нм и $\lambda_C = 650$ нм – средняя дисперсия.

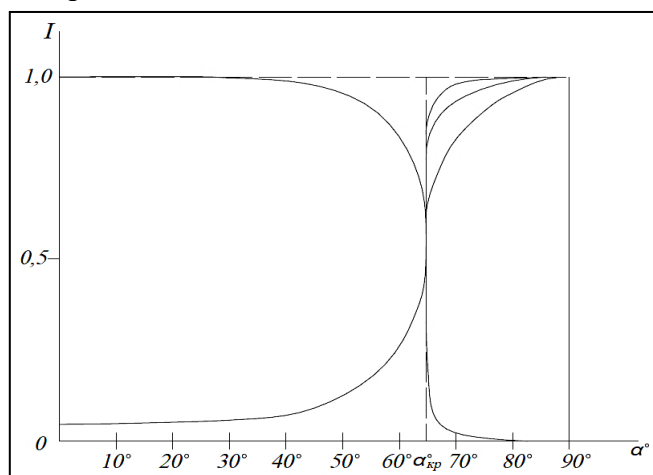


Рис. 4. Распределения освещенности на фотоприемном устройстве

На приборе индицируются вычисленные значения показателя преломления и дисперсии заданного пользователем типа моторного топлива, а также значения соответствующих каждому типу эксплуатационных характеристик с заданной погрешностью измерения.

В ходе исследовательской работы на макетном образце удалось добиться измерения показателя преломления стеклянных образцов, стабильных в своих физических свойствах, с заданной точностью ($2 \cdot 10^{-4}$), а показатель преломления топлив выбивается из заданной точности. В настоящее время ведутся исследования поведения функции распределения освещенности на ФПУ и его зависимость от оптической схемы и конструкции прибора, параллельно ведется доработка конструкции и программы управления ФПУ.

Цели данной работы были достигнуты: создан новый способ экспресс-оценки качества моторных топлив, который был успешно реализован в спектрорефрактометре ИРФ-479, активно ведется разработка цифрового спектрорефрактометра, который станет более конкурентоспособным на рынке аналитических приборов по сравнению с визуальным.

Также хотелось бы отметить, что предприятие АО «Швабе – Технологическая лаборатория» имеет большой опыт в разработке рефрактометрических и поляризационных приборов и ведет поиск новых способов экспресс-оценки всех видов топлив. В связи с введением в действие Предварительного национального стандарта ПНСТ 155-2016, который позволяет применять экспресс-анализаторы для определения показателей качества моторных топлив, разработка и создание прибора на основании предложенного в работе способа является актуальной задачей для нашего предприятия.

1. Б.В. Иоффе, Л.: Химия, 1974. 400 с.
2. Б.В. Иоффе, О.Е. Баталин, *Нефтехимия*, **4**, 1964. 481.
3. Е.М. Хейфец, Л.: ГОСТОПТЕХИЗДАТ, 1950. 64 с.
4. А.И. Пеньковский., В.Ф. Николаев, Н.С. Боровкова, *Патент РФ №2532638*.
5. А.И. Пеньковский, *Патент РФ №2563310*.
6. А.И. Пеньковский, М.В. Фаттахова [Электронный ресурс] Экспрессные методы измерения показателя преломления и дисперсии моторных топлив. Режим доступа: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=29861423> (дата обращения 11.07.2020).

НОВЫЙ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ДОЛИ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В СВЕТЛЫХ НЕФТЕПРОДУКТАХ И УСТРОЙСТВО НА ЕГО ОСНОВЕ

Веселовская М.В., Пеньковский А.И.

АО «Швабе – Технологическая лаборатория», Казань, Россия

В данной работе представлен новый способ экспрессной оценки доли ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах, показана конструкция погружного поляриметра и принцип его работы.

Целью работы являются разработка нового способа измерения доли ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах, который отличался бы экспрессностью, а также разработка портативного устройства на основе этого метода с малым потреблением энергии и одновременно высокой точностью измерений.

Число индивидуальных углеводородов в нефтепродуктах может достигать нескольких сотен [1]. Многокомпонентность нефтепродуктов является трудностью при создании новых способов и устройств для экспрессного измерения эксплуатационных характеристик моторных топлив. Ароматическая составляющая в углеводородных смесях во многом определяет потребительские свойства нефтепродукта. Поэтому оценка доли ароматических составляющих в таких нефтепродуктах, как моторные топлива, является актуальной задачей.

Долю ароматических углеводородов, например, в бензинах, определяют газохроматографическим методом по ГОСТ Р 51941-2002. Для этого требуется много времени и дорогостоящее оборудование, неприспособленное для работы в непрерывном потоке продукта. Известны другие экспрессные физические методы. Удобным и информативным является рефрактометрический способ с использованием рефракционной дисперсии света [1, 2].

Способ определения суммарного содержания ароматических углеводородов в нефтяных фракциях и светлых нефтепродуктах, основанный на эффекте Коттона-Мутона, показан в работах д.х.н. Николаева В.Ф. [3, 4]. Суть способа заключается в том, что на исследуемый продукт воздействуют поперечным магнитным полем. Для реализации данного способа требуется наличие длинных кювет и высокой напряженности магнитного поля (десятки эрстед), а также громоздких магнитов.

В связи с тем, что процесс контроля качества светлых нефтепродуктов требует больших затрат времени и ресурсов, то применение экспрессных методов оценки главных параметров качества топлива стало актуальной задачей. «Всероссийский научно-исследовательский институт по переработке нефти» разработал предварительный стандарт ПНСТ 155-2016, который был утвержден и введен в действие приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 27 октября 2016 г.

В АО «Швабе-Технологическая лаборатория» разработан новый способ экспрессной оценки доли ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах [5], при котором на нефтепродукт воздействуют продольным магнитным полем, вектор напряженности \vec{H} которого направлен вдоль распространения линейно поляризованного света. Свет пропускают через нефтепродукт в прямом и обратном направлениях четное число раз, регистрируют угол поворота плоскости поляризации света α_x (эффект Фарадея), сравнивают его с известной величиной угла поворота плоскости поляризации химически чистого толуола $\alpha_{\text{тол}}$, измеренного при тех же условиях напряженности магнитного поля и длины пути света в нефтепродукте, а затем определяют долю ароматических углеводородов $V_{\text{ар}}$ в нефтепродукте согласно уравнению (1) [6]:

$$V_{\text{ар}} = C(\alpha_x/\alpha_{\text{тол}}) + D = CK_T + D, \quad (1)$$

где α_x , $\alpha_{\text{тол}}$ – углы поворота плоскости поляризации света исследуемого нефтепродукта и толуола, измеренные в одинаковых условиях; C , D – градуировочные коэффициенты; $K_T = \alpha_x/\alpha_{\text{тол}}$ – толуольный коэффициент.

Структурная схема датчика [6] показана на рисунке.

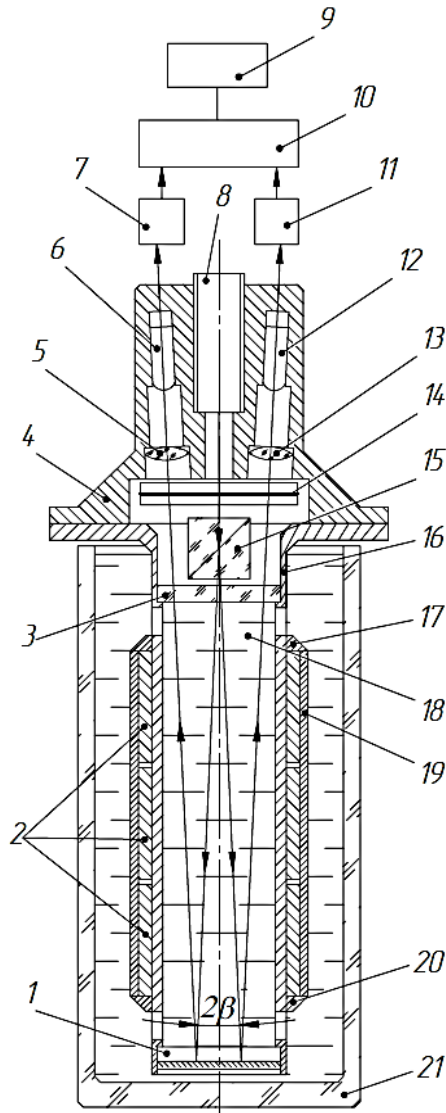


Рисунок. Структурная схема погружного поляризметрического датчика

Принцип работы представленного устройства следующий [6]: коллимированный и частично поляризованный пучок монохроматический света от лазерного модуля 8 (рис. 1) проходит поляризатор 14, становится линейно поляризованным с азимутом поляризации $+45^\circ$ (или -45°) по отношению к плоскостям пропускания призмы Волластона 15, разделяется призмой на два одинаковых по интенсивности пучка света с взаимно ортогональными азимутами поляризации, которые проходят кювету 16 с исследуемым веществом 18, отражаются от зеркала 1, повторно проходят исследуемое вещество, поляризатор 14, собираются линзами 5, 13 и воспринимаются фотоприемниками 6 и 12.

Под воздействием продольного (аксиального) магнитного поля постоянного магнита 19 в исследуемом веществе происходит эффект поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света в каждом пучке на угол согласно формуле (2):

$$\alpha = \vec{H}V2L, \quad (2)$$

где \vec{H} , – вектор напряженности продольного магнитного поля; V – постоянная Верде исследуемого вещества; $2L$ – путь, пройденный светом в исследуемом веществе в кювете длиной L .

Зависимость интенсивности света I_1 и I_2 , воспринимаемых фотоприемниками, угла поворота плоскости поляризации α исследуемым веществом можно найти по первым параметрам векторов Стокса \vec{V}_{e1} и \vec{V}_{e2} после перемножения матриц Мюллера, характеризующих воздействие каждого элемента оптики на поляризованный свет согласно уравнению (3):

$$[M_n]_{45^\circ}[M_7][M_7][M_B]_0[M_n]_{45^\circ}\vec{V}_1 = V_{e_{1,2}}, \quad (3)$$

где \vec{V}_1 – вектор Стокса, характеризующий свет от источника 8; $[M_n]_{45^\circ}$ – матрица поляризатора 14; $[M_B]_{0^\circ}$ – матрица призмы Волластона; $[M_7]$ – матрица исследуемого вещества, на которое воздействует магнитное поле магнита.

Частично поляризованный свет от источника можно представить вектором Стокса согласно формуле (4):

$$\vec{V}_1 = I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ p \sin 2\gamma \\ p \cos 2\gamma \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где I_0 – интенсивность света излучаемая источником; p – степень поляризации света от источника; γ – азимут преимущественной частичной поляризации.

Азимут γ преимущественной поляризации света I_0 от источника, выполненного в виде лазерного модуля, может изменяться при изменениях температуры и тока питания. Пропуская такой свет через линейный поляризатор, производим стабилизацию состояния поляризации света, падающего на призму Волластона.

Так, умножая матрицу $[M_n]_{45^\circ}$ на вектор \vec{V}_1 , получаем новый вектор согласно выражению (5):

$$[M_n]_{45^\circ} \cdot \vec{V}_1 = 0,5I_0(1 - p \cos 2\gamma) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

который характеризуется стабильным азимутом линейной поляризации 45° и не зависит от изменения азимута преимущественной поляризации γ и степени поляризации p источника света, так как γ и p влияют только на величину интенсивности света, а не на состояние поляризации падающего на призму Волластона света.

Фотоприемники воспринимают интенсивности пучков света I_1 и I_2 , которые характеризуются первыми параметрами вектора Стокса согласно формулам (6-7):

$$I_1 = 0,125I_0(1 + p \cos 2\gamma)(1 - \sin 4\alpha); \quad (6)$$

$$I_2 = 0,125I_0(1 + p \cos 2\gamma)(1 + \sin 4\alpha). \quad (7)$$

Усилители 7, 11 (рисунок) работают в линейном режиме, поэтому на их выходах сигналы в виде потенциалов сигналов U_1 и U_2 пропорциональны интенсивностям света I_1 и I_2 .

В электронном блоке 10 вычисляются: отношение разности сигналов U_1 и U_2 к сумме этих сигналов согласно формуле (8):

$$Q = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2} \equiv \frac{0,25I_0(1 + p \cos 2\gamma)\sin 4\alpha}{0,25I_0(1 + p \cos 2\gamma)} = \sin 4\alpha; \quad (8)$$

искомый угол поворота плоскости поляризации согласно формуле (9):

$$\alpha = 0,25 \arcsin Q, \quad (9)$$

а также процентное содержание ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах согласно формуле (10):

$$V_{ар} = 100K_T (\alpha_x - \alpha_{пн}) / (\alpha_{ар} - \alpha_{пн}), \quad (10)$$

где α_x – измеренный угол поворота плоскости поляризации света исследуемым веществом при напряженности поля \vec{H} магнита и длине пути $2L$, пройденном светом в кювете длиной L ; $\alpha_{ар}$, $\alpha_{пн}$ – априори известные усредненные значения углов поворота плоскости поляризации света ароматических и парафино-нафтеновых составляющих, измеренные при тех же значениях \vec{H} и $2L$; K_T – тарировочный коэффициент, зависящий от типа нефтепродукта.

Поляриметр тарируется по известным эталонам для получения достоверных результатов измерений. В качестве эталонов можно использовать типичный представитель парафиновых углеводородов - химически чистый н-гептан (постоянная Верде $V_{геп} = 0,0125$ мин/э см), типичный представитель ароматических углеводородов - химически чистый толуол (постоянная Верде $V_{тол} = 0,0269$ мин/э см), а также 50% раствор толуола в н-гептане (постоянная Верде $V_{гт} = 0,0197$ мин/э см). После сборки поляриметра в стакан 21 (рисунок) заливают химически чистые н-гептан и толуол и каждый раз значения измеренных углов $\alpha_{тол}$, $\alpha_{геп}$ в качестве постоянных величин заносятся в процессор электронного блока. С целью

проверки правильности занесения информации о $\alpha_{\text{тол}}$ и $\alpha_{\text{геп}}$ в кювету (в стакан) заливают 50% раствор толуола в н-гептане. При этом показания индикатора 9 должны соответствовать формуле (11):

$$\alpha = (\alpha_{\text{геп}} + \alpha_{\text{тол}})/2. \quad (11)$$

Тарировочный коэффициент K_T устанавливают экспериментально по эталонным образцам конкретной группы прозрачных нефтепродуктов. Следовательно, перед началом измерений доли ароматических углеводородов оператор с помощью меню выбирает режим работы «БЕНЗИН», «КЕРОСИН», «ДИЗТОПЛИВО» и т.д.

Результатами данной работы являются создание принципиального нового метода экспрессного измерения доли ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах и разработка погружного поляриметрического устройства на основе описанного метода.

1. Б.В. Иоффе Л.: *Химия*, 1974. 400 с.
2. Патент РФ №2532638.
3. В.Ф. Николаев *Автореферат диссертации докт. хим. наук КГТУ*, г. Казань, 2004., 38с.
4. Патент РФ №2308021.
5. Патент РФ №2660388.
6. А.И. Пеньковский, М.В. Фаттахова, А.А. Игнатъев. *Журнал ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ*, 8, ISSN: 2618-981X, 260-268 (2019).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ С НАКЛОННЫМИ СТЕНКАМИ В $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ МЕТОДОМ ДИФРАКЦИИ БРЭГГА

Савченков Е.Н.*, Шандаров С.М.*, ***, Дубиков А.В.*, Шараева Е.В.*,
Буримов Н.И.*, Есин А.А.**, Ахматханов А.Р.**, Шур В.Я.**

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

**Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

***Центр квантовых технологий, Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Представлены результаты анализа влияния интенсивности зондирующего пучка на динамику релаксации эффективности дифракции Брэгга на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в кристалле $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в приложенном к нему внешнем ступенчатом электрическом поле.

Методы доменной инженерии [1, 2] позволяют создавать регулярные доменные структуры (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах, широко используемые для нелинейных спектральных преобразований и электрооптической модуляции лазерного излучения [3, 4]. Такие РДС в одноосных кристаллах ниобата лития могут иметь доменные стенки с углом наклона относительно полярной оси, достигающим 0.2° и более [2, 5–8]. Наклонные доменные стенки являются заряженными и обладают значительной двумерной проводимостью металлического типа, на порядки превосходящей её величину для монодоменного кристалла [5–7]. Благодаря своим уникальным свойствам они рассматриваются как перспективные функциональные элементы для реконфигурируемых систем фотоники и гибридной оптоэлектроники [6–8]. Проводимость заряженных стенок для отдельных доменов исследуется методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) [2, 5–8], при этом в образцах $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с квазистохастическим распределением доменов с положительно заряженными стенками стационарный сигнал контактного АСМ, имеющий порядок единиц пА, наблюдался только при подсветке одной из граней кристалла УФ-излучением с энергией кванта, превосходящей ширину его запрещенной зоны [5]. Для РДС с положительно заряженными стенками, создаваемыми электрической переполаризацией с использованием системы периодических полосовых металлических электродов в кристалле $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, в [9] наблюдалась значительная проводимость в области её локализации, приводящая, в приложенном к ней постоянном электрическом поле вследствие его экранировки, к релаксации эффективности дифракции Брэгга зондирующего пучка с длиной волны $632,8$ нм и сравнительно низкой интенсивностью, не превосходящей 20 мВт/мм². Целью настоящей работы является анализ влияния интенсивности зондирующего пучка на динамику релаксации эффективности дифракции Брэгга на РДС с наклонными стенками в том же кристалле $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в приложенном к нему внешнем ступенчатом электрическом поле.

В экспериментах исследовался образец $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, имеющий размеры $40 \times 2 \times 1$ мм³ по кристаллофизическим осям X , Y и Z , соответственно. Полосовые домены в этом образце разделялись 180° стенками Y -типа, образуя РДС с пространственным периодом $\Lambda = 8,79$ мкм вдоль оси X . Механически прижимаемые к образцу медные электроды, к которым в некоторый момент времени t_i прикладывалось постоянное напряжение с амплитудой $U_0 = \pm 200, \pm 350$ и ± 500 В, позволяли создавать вдоль полярной оси Z однородное электрическое поле. Для подстройки по углу Брэгга в плоскости XU кристалл размещался на поворотном столике, позволявшем также перемещать его в вертикальном направлении относительно перетяжки зондирующего гауссова пучка гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и вектором поляризации, ориентированным вдоль оси Z . Этот пучок с радиусом $r_0 = 0,35$ мм и мощностью, которая изменялась с помощью светофильтров и регистрировалась измерителем PM100D, фокусировался примерно на середину входной грани кристалла с РДС сферической

линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм. В [9] было установлено, что исследуемая РДС содержит два периодических набора доменных стенок с зеркально симметричными углами наклона $\alpha = \pm 0,31^\circ$ к полярной оси Z . Это приводит, в отсутствие приложенного напряжения, к разделению дифракционного максимума первого порядка вдоль неё на два пятна, симметрия которых по интенсивности достигалась подстройкой положения перетяжки на входной грани кристалла в вертикальном направлении. Суммарная мощность этого максимума и её временные изменения, наблюдаемые после включения постоянного напряжения U_0 , регистрировались после описанной выше подстройки с использованием pin-фотодиода BPW34 и цифрового осциллографа TBS 1152.

В [9] было показано, что до приложения к образцу внешнего поля, при $t < t_i$, наблюдается дифракция зондирующего пучка на возмущениях, создаваемых доменными стенками, с эффективностью $\eta_{dw} \approx 0.012$. Наблюдаемое после включения постоянного напряжения при $t = t_i$ увеличение эффективности дифракции на РДС до значения η_m , зависящего от приложенного напряжения, происходило за время, не превышающее 25 нс, после чего фиксировалась сравнительно медленная релаксация дифракционной эффективности, скорость которой зависела от интенсивности зондирующего пучка. Типичные осциллограммы динамики для её нормированных значений, $\eta(t)/\eta_m$, при напряжениях $U_0 = \pm 500$ В, показаны точками на рис. 1 и 2, соответственно.

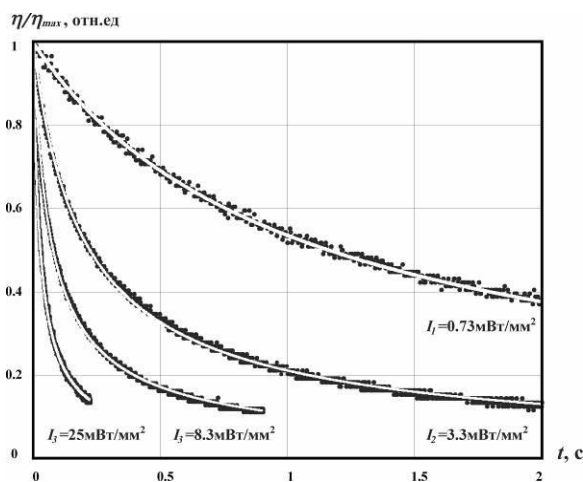


Рис. 1. Динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС в первый порядок, наблюдаемая после приложения внешнего постоянного напряжения $U_0 = +500$ В. Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – подгонка с использованием соотношения (1)

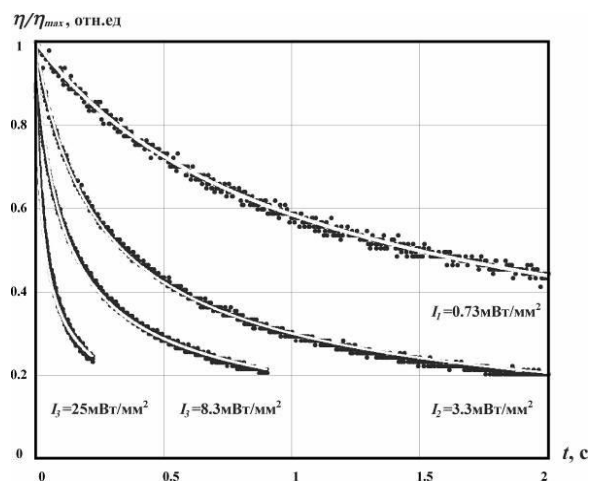


Рис. 2. Динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС в первый порядок, наблюдаемая после приложения внешнего постоянного напряжения $U_0 = -500$ В. Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – подгонка с использованием соотношения (1)

Анализ экспериментальных данных показал, что динамика эффективности дифракции Брэгга в первый порядок может быть удовлетворительно аппроксимирована следующей экспоненциальной функцией с логарифмической зависимостью от времени:

$$\eta(t, I_0) = \eta_m \exp\left\{-a_{dif}(I_0) \ln\left[1 + b_{dif}(I_0)t\right]\right\}, \quad (1)$$

с параметрами a_{dif} и b_{dif} , зависящими от интенсивности зондирующего пучка I_0 . Результаты подгонки показаны на рис. 1 и 2 сплошными кривыми.

Скорость релаксации на начальном участке, которая может быть представлена через характерный временной параметр τ_{dif} , как $1/\tau_{dif}(I_0) = a_{dif}(I_0)b_{dif}(I_0)$, хорошо следовала линейной зависимости $1/\tau_{dif}(I_0) = \beta_{dif} I_0$ с коэффициентом $\beta_{dif} = 1.54$ мм²/Дж, что

свидетельствует о преобладании фотопроводимости доменных стенок РДС над их темновой проводимостью. Скорость уменьшения дифракционной эффективности на начальном участке должна примерно в два раза превышать темп диэлектрической релаксации $1/\tau_d$ электрического поля $E(t)$ в кристалле вследствие его экранировки, в связи с квадратичной зависимостью $\eta_m \sim E^2$. В этом приближении, для усредненной по периоду Λ эффективной фотопроводимости кристалла с исследуемой РДС получаем $\sigma_{ph}^{eff} = B_{ph}^{eff} I_0$, с коэффициентом фотопроводимости $B_{ph}^{eff} = \varepsilon_{33} \beta_{dif} / 2$. Используя значение статической диэлектрической проницаемости ниобата лития, $\varepsilon_{33} = 2.48 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, находим $B_{ph}^{eff} = 1.9 \cdot 10^{-16}$ Ом⁻¹Вт⁻¹м. Для используемой в экспериментах максимальной интенсивности $I_0 = 25$ Вт/мм² получаем $\sigma_{ph}^{eff} \approx 4.8 \cdot 10^{-9}$ Ом⁻¹м⁻¹, что более чем на четыре порядка превосходит оценку темновой проводимости $\sigma_d \leq 1.9 \cdot 10^{-13}$ Ом⁻¹м⁻¹, полученную в [10] для монокристалла MgO:LiNbO₃.

Таким образом, обнаружены фотопроводящие свойства у РДС с наклонными, положительно заряженными доменными стенками, сформированной в кристалле 5% MgO:LiNbO₃ методом электрической переполаризации, использующим систему периодических полосовых металлических электродов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м) и Министерства образования и науки и Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

1. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin, *Appl. Phys. Rev.*, **2**, Art. No. 040604 (2015).
2. T.R. Volk, R.V. Gainutdinov, H.H. Zhang, *Appl. Phys. Lett.*, **110**, Art. No. 132905 (2017).
3. P. Ferrari, S. Grilli, P. DeNatale (Eds.), *Ferroelectric Crystals for Photonic Applications*. Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2009, 2014.
4. I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, L. Guilbert, *Opt. Lett.*, **41**, 4174–4177 (2016).
5. M. Schröder, A. Haußmann, A. Thiessen, E. Soergel, T. Woike, L.M. Eng, *Adv. Funct. Mater.*, **22**, 3936–3944 (2012).
6. C.S. Werner, S.J. Herr, K. Buse, B. Sturman, E. Soegel, C. Razzaghi, and I. Breunig, *Sci. Rep.*, **7**, Art. No. 9862 (2017).
7. P.S. Bednyakov, B.I. Sturman, T. Sluka, A.K. Tagantsev, P.V. Yudin, *NPJ Computational Materials*, **4**, Art. No. 65 (2018).
8. J.P.V. McConville, H. Lu, B. Wang, Y. Tan, C. Cochard, M. Conroy, K. Moore, A. Harvey, U. Bangert, L.-Q. Chen, A. Gruverman, M. Gregg, *Adv. Funct. Mater.*, **32**, Art. No. 2000109 (2020).
9. Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, С.В. Смирнов, А.А. Есин, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур, *Письма в ЖЭТФ*, **110**, 165–169 (2019).
10. M.C. Wengler, U. Heinemeyer, E. Soergel, K. Buse, *J. Appl. Phys.*, **98**, Art. No. 064104 (2005).

ВИБРОННЫЙ МЕХАНИЗМ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА ДВУХУРОВНЕВУЮ АТОМНУЮ СИСТЕМУ

Иванов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрен вибронный механизм светового давления на двухуровневую атомную систему под действием прямоугольных лазерных импульсов в условиях быстрых рабиевских осцилляций. Поглощение и вынужденное испускание действующего на атомную систему светового импульса за счет быстрых рабиевских колебаний электронной плотности приводят к раскачиванию системы с частотой Раби в результате передачи светового импульса. Появляющаяся колебательная мода смешивает расщепленные электромагнитным полем электронные подуровни и перераспределяет электронную плотность между этими подуровнями, оказывая световое давление на атомную систему за времена сравнимые со временем жизни возбужденного электронного уровня.

Доплеровский механизм лазерного охлаждения движущихся атомов реализуется в условиях, когда атомно-полевое взаимодействие не приводит к возникновению рабиевских осцилляций электронной плотности. В этом случае механизм охлаждения основан на переизлучении света за счет спонтанного распада возбужденного уровня, а для существенного изменения кинетической энергии атомной системы требуются времена порядка 1000τ (где τ – время жизни возбужденного электронного уровня атома) [1, 2]. В результате такого длительного воздействия на быстро движущийся атомный пучок лишь небольшое число атомов пучка удастся охладить до низких трансляционных температур. В то же время физическая картина взаимодействия света с атомом меняется при увеличении интенсивности световой волны. Например, становится возможным бихроматическое охлаждение атомов в резонаторе без спонтанного излучения за счет переходов Ландау-Зиннера [3].

В настоящей работе развита квантово-механическая теория возникновения вибронного взаимодействия в одиночном нейтральном атоме под действием мощного электромагнитного импульса в условиях реализации эффекта Отлера-Таунса. В том случае, когда частота Раби превышает обратное время жизни возбужденного атомного уровня, происходят осцилляции электронной плотности между возбужденным и основным электронными уровнями. Этот процесс сопровождается поглощением и вынужденным испусканием кванта света, а, следовательно, периодической передачей и отдачей, соответственно, светового импульса с частотой Раби. В результате в движущемся атоме возникает колебательная мода, частота которой является резонансной частоте перехода между расщепленными светом электронными уровнями. Это приводит к смешиванию колебательной модой электронных состояний и возникновению вибронного взаимодействия в атомной системе.

На основе развитой квантово-механической теории получены выражения для волновых функций и энергий вибронных состояний в базисе дважды одетых (электромагнитным полем и электронно-колебательным взаимодействием) состояний в двухуровневой атомной системе. Получены зависимости изменения скорости движения атомного пучка от параметров действующего на атомы светового импульса – интенсивности (частоты Раби) и частоты света (расстройки между оптическим переходом и частотой света). Показано, что с помощью вибронного механизма можно ускорить процесс оптического охлаждения движущегося атома до времен порядка 10τ . Ускорение процесса охлаждения приводит к увеличению фракции охлажденных атомов в атомном пучке.

1. В.С. Летохов, В.Г. Миногин, Б.Д. Павлик, *ЖЭТФ* **72**, 1328-1341 (1977).
2. D.J. Wineland, W.M. Itano, *Phys. Rev. A* **20**, 1521–1540 (1979).
3. C. Corder, B. Arnold, H. Metcalf, *Phys. Rev. Phys. Lett.* **114**, 043002, (2015).

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА И ВЫСОКАЯ ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ МОНОСЛОЯ ТРЕХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДУБЛЕТОМ В ВОЗБУЖДЕННОМ СОСТОЯНИИ

Рыжов И.В.*, Байрамдурдыев Д.Я.***, Маликов Р.Ф.***,
Малышев В.А.***

*Российский государственный педагогический университет
им. А.И. Герцена, С.-Петербург, Россия

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы, Уфа, Россия

***Zernike Institute for Advanced Materials,
University of Groningen, Groningen, The Netherlands

В работе приведено теоретическое исследование динамики и отражательной способности нелинейного оптического отклика от монослоя квантовых V-излучателей при воздействии внешнего квазирезонансного поля. Показано, что при таком взаимодействии система демонстрирует богатую оптическую динамику, включая хаос и автоколебания. В некоторой полосе частот монослой может функционировать как бистабильное зеркало.

Введение. Современная нанотехнология располагает методами, позволяющими синтезировать новые материалы с необычными электромагнитными свойствами - метаматериалы [1, 2]. Двумерные суперкристаллы (СК) полупроводниковых квантовых точек [3] представляют особый интерес с точки зрения оптических применений. Оптические свойства СК могут быть целенаправленно контролируемы изменением размера квантовых точек, их формы, химического состава и геометрии решетки (см. публикацию [4] и ссылки в ней), что создает платформу для практического применения их в нанопотонике.

В настоящем сообщении теоретически исследуется нелинейный оптический отклик от монослоя регулярно расположенных трехуровневых квантовых излучателей (КИ) с дублетом в возбужденном состоянии (V-схема оптических переходов). Подобные КИ могут быть реализованы на основе полупроводниковых квантовых точек с вырожденной валентной зоной в магнитном поле. В силу высокой плотности КИ и их большой силе осциллятора, КИ-КИ диполь-дипольное взаимодействие является определяющим в формировании оптического отклика СК, обеспечивая положительную обратную связь. В совокупности с нелинейностью КИ это приводит к мультистабильности, автоколебаниям и динамическому хаосу в оптическом отклике этих нанобъектов.

Модель. Представляется это так, на монослое действует внешнее гармоническое поле (падающее нормально к монослою) с частотой ω_0 , квазирезонансной переходам в КИ. Изолированный КИ моделируется трехуровневой квантовой системой V - типа, включающей состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$ дублета в возбужденном состоянии и основное состояние $|1\rangle$ с энергиями $\varepsilon_2 = \hbar\omega_2$, $\varepsilon_3 = \hbar\omega_3$ и $\varepsilon_1 = 0$, соответственно. Оптически разрешенными считаются переходы $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, характеризующиеся дипольными моментами переходов d_{31} и d_{21} и константами радиационного затухания γ_{31} и γ_{21} (одинаковыми в дальнейшем). Частота дублетного расщепления Δ_{32} предполагается много меньшей частот оптических переходов. Релаксация в подсистеме состояний $|2\rangle$ и $|3\rangle$ дублета учитывается феноменологически константой γ_{32} , которая рассматривается как варьируемый параметр. Оптическая динамика изолированного КИ описывается уравнениями для матрицы плотности $\rho_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$). Для описания глобального отклика (монослоя) используется приближение среднего поля ($\rho_{\alpha\beta}$ не зависят от положения КИ в монослое).

Поле, действующее на выделенный КИ, представляет собой сумму внешнего поля и поля всех остальных КИ в месте расположения данного. Таким образом, учитывается полное (запаздывающее) диполь-дипольное КИ-КИ взаимодействие. В силу того, что дипольный момент КИ зависит от степени возбуждения последнего, КИ-КИ взаимодействие также оказывается функцией текущего состояния КИ. Ближнезонная часть КИ-КИ взаимодействия приводит к динамическому сдвигу частот переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, зависящему от разности населенностей уровней. Дальнезонная же его часть обуславливает коллективную радиационную релаксацию КИ, также зависящую от разности населенностей (см., например, [5-9]). Эти два эффекта описываются константами Δ_L (сдвиг) и γ_R (релаксация), причем, для монослоя $\Delta_L \gg \gamma_R$ [5-9]. Для простой квадратной решетки КИ с постоянной a имеем [6]: $\gamma_R = 4.51\gamma_{31}(\lambda/a)^2$ и $\Delta_L = 3.39\gamma_{31}(\lambda/a)^3$, где $\lambda = \lambda/2\pi$ – редуцированная длина волны. Именно данные параметры управляют положительной обратной связью, приводящей к необычной нелинейной динамике оптического отклика монослоя. Амплитуды Раби действующего на и отраженного от КИ полей (Ω и Ω_{refl} , соответственно) даются выражениями:

$$\Omega = \Omega_0 + (\gamma_R - i\Delta_L)(\rho_{31} + \rho_{21}), \quad (1)$$

$$\Omega_{\text{refl}} = \gamma_R(\rho_{31} + \rho_{21}), \quad (2)$$

где Ω_0 – амплитуда Раби внешнего поля.

Результаты. В расчетах оптического отклика монослоя константы, определяющие γ_R и Δ_L , выбирались типичными для СК [3]: $\lambda = 100 \div 200$ nm, $\gamma_{31} \sim 3 \cdot 10^9$ s⁻¹. Тогда типичные значения параметров $\gamma_R = 100\gamma_{31}$ и $\Delta_L = 1000\gamma_{31}$. Варьируемыми величинами являлись дублетное расщепление Δ_{21} , отстройка от резонанса $\Delta_{31} = \omega_3 - \omega_0$ и константа релаксации в дублете γ_{21} . Результаты расчетов, полученные для $\Delta_{21} = 15\gamma_{31}$ и $\gamma_{21} = 0.01\gamma_{31}$ в случае, когда внешнее поле резонансно переходу $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ($\omega_0 = \omega_3$, $\Delta_{31} = 0$), представлены на Рис. 1. На левой панели изображен стационарный отклик монослоя (зависимость величины действующего поля, $|\Omega|$, от величины внешнего, $|\Omega_0|$), рассчитанный аналитически с помощью метода, развитого в [6]. Как видно, зависимость $|\Omega|$ от $|\Omega_0|$ является многозначной, т.е. при фиксированном значении $|\Omega_0|$ могут существовать несколько решений для $|\Omega|$ (в данном конкретном случае от трех до пяти), при этом не все они стабильны. Для анализа стабильности различных ветвей мультстабильного оптического отклика монослоя был использован метод показателей Ляпунова Λ [6], число которых в данной задаче равно восьми. Для каждой стационарной точки выбирался показатель Λ с максимальной реальной частью, $\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}]$, которая определяет, устойчива данная точка ($\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}] < 0$) или неустойчива ($\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}] > 0$). Зависимости $\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}]$ от $|\Omega|$ приведены на правой панели рис. 1. Сплошной (пунктирной) кривой отмечены те части стационарного решения, где система является устойчивой (неустойчивой).

На рис. 2 представлены результаты расчетов оптической динамики монослоя для двух точек **a** и **b**, отмеченных на стационарной кривой (см. рис. 1). Для точки **a** динамика системы (левая панель) представляет собой в высшей степени иррегулярный процесс. Его спектр Фурье напоминает квазиконтинуум, а траектория плотно покрывает часть фазового пространства, сигнализируя о хаотическом характере движения. Напротив, для точки **b** аттрактор представляет собой периодический процесс (автоколебания), что отражается в эквидистантности спектра Фурье аттрактора (центральная панель), а также в фазовой траектории системы (правая панель), которая представляет собой замкнутую кривую. Важным свойством оптического отклика монослоя является его практически стопроцентная отражательная способность вблизи перенормированного КИ-КИ взаимодействием резонанса, $\Delta_{31} = \Delta_L$ (рис. 3, левая панель).

То есть, в данной спектральной области монослой является идеальным зеркалом. Сверх того, его отражательная способность может быть переключена изменением амплитуды внешнего поля Ω_0 (бистабильность). Значение $\Delta_{31}^{\text{th}} = 1750$ является пороговым для возникновения бистабильности. Отметим, что в отличие от Λ - схемы высокая отражательная способность реализуется при достаточно высоких значениях амплитуды внешнего поля.

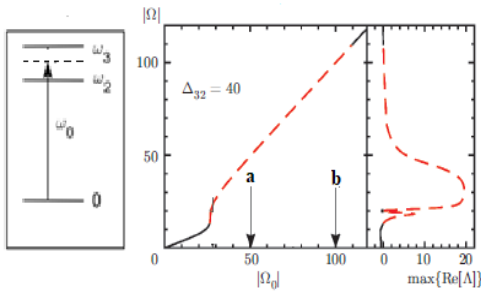


Рис. 1. Слева: схема уровней и возбуждения КИ. Справа: стационарный отклик монослоя, $|\Omega|$ -vs- $|\Omega_0|$. Сплошными (пунктирными) кривыми показаны области устойчивости (неустойчивости) отклика

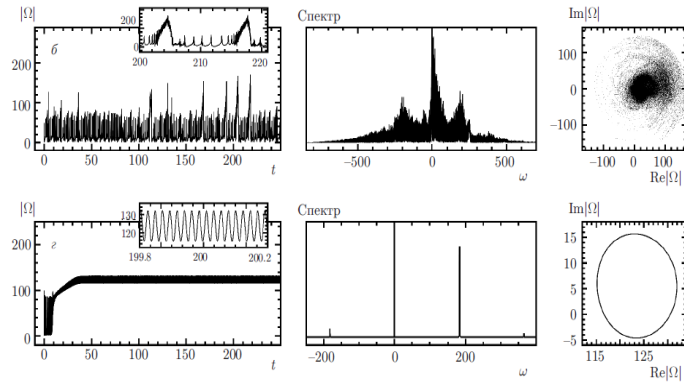


Рис. 2. Динамика (слева), спектры Фурье (в центре) и фазовые траектории (справа) отклика монослоя, рассчитанные для точек **a** и **b** на Рис. 1

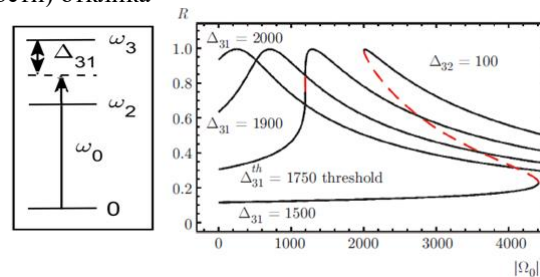


Рис. 3. Слева: схема возбуждения КИ. В центре: стационарный коэффициент отражения монослоя, $R = |\Omega_{\text{refl}}/\Omega_0|^2$, для различных значений отстроек от резонанса Δ_{31} . Сплошными (пунктирными) кривыми указаны области устойчивости (неустойчивости) коэффициента отражения

Таким образом, проведенное исследование оптического отклика от монослоя V-излучателей показало, что данная система демонстрирует богатую оптическую динамику и экстраординарное отражение также как Λ -схема [7]. Это представляет собой платформу для применений этих систем в нанопотонике. Двумерные суперкристаллы квантовых точек с вырожденной валентной зоной в магнитном поле могут рассматриваться в качестве кандидатов на реализацию такой V-системы.

1. N.I. Zheludev, *Science*, **328**, 582, (2010).
2. C.M. Soukoulis and M. Wegener, *Science*, **330**, 1633, (2010).
3. W.H. Evers, B. Goris, S. Bals et al., *Nano Lett.*, **13**, 2317, (2013).
4. S. Baimuratov et al., *Sci. Rep.*, **3**, 1727, (2013).
5. Р.Ф. Маликов, В.А. Малышев, *Оптом. спектр.*, **122**, 1000, (2017).
6. R.F. Malikov, I.V. Ryzhov et al., *Physical Review A*, **100**, 033820 (2019).
7. V.A. Malyshev, P.A. Zapatero et al., *Journal of Physics: Conf. Series*, **1220**, 012006 (2019)
8. D. Bayramdurdyev, R. Malikov, et al., *EPJ Web of Conferences* **220**, 03004 (2019).
9. Д.Я. Байрамдурдыев, Р. Ф. Маликов и др., *ЖЭТФ*, **158**, 269, (2020).

ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ СРЕДЫ

Трохимчук П. П.

Восточноевропейский национальный университет имени Леси Украинки,
Луцк, Украина

Рассматриваются проблемы моделирования оптического пробоя среды. Показано, что эта проблема связана с процессами нелинейно-оптических преобразований падающего излучения средой. Релаксация вторичного излучения может быть излучательной (нелинейнооптические процессы) и безизлучательной (релаксационнооптические процессы).

Систематическое изучение оптического пробоя среды началось с развитием лазерной техники [1-5]. Под оптическим пробоем понимают развитие катастрофического повреждения, вызванного в прозрачной среде интенсивным лазерным облучением. Причиной оптического пробоя, согласно [2, 3], является лавинная ионизация. Этот процесс существенно отличается от лазерно-индуцированного теплового пробоя, обусловленного непосредственным нагревом среды лазерным излучением [2]. В [2, 3] основным механизмом оптического пробоя считается сильное оптическое возбуждение с последующим сложным процессом образования плазмы при лавинной ионизации. Так или иначе, лазерно-индуцируемый пробой обусловлен многофотонной ионизацией и последующими процессами преобразования этих процессов в тепло, плазму и «неколлективизированное» ионизированное состояние, которое в принципе можно рассматривать и как упорядоченную плазму [2-5]. Согласно этому мы имеем три типа лазерно=индуцированного пробоя: тепловой, оптический (плазменный) и прямой оптический [5]. Тепловой пробой характерный при довольно длительном и сравнительно низкоинтенсивном подводе энергии (скажем при облучении миллисекундными лазерными импульсами, когда есть время для процессов переизлучения и перепоглощения, что в конечном итоге приводит к разогреву облучаемого материала) [4, 5]. Формирование оптического плазменного пробоя происходит за времена больше чем время коллективизации возбужденных электромагнитных состояний, или же со скоростью значительно меньшей фазовой скорости света в облучаемой среде [5]. Здесь особо следует отметить, что здесь возникают трудности в определении фазовой скорости света, так как она определяется для определенной частоты (длины волны), а при интенсивном поглощении лазерного излучения мы, как правило, имеем целый спектр нелинейно-оптических процессов [1-5]. Так что в этом случае определение эффективной фазовой скорости среды довольно произвольное и условное [5]. При прямом оптическом пробое вещества основным процессом есть поглощение излучения в режиме насыщения поглощения, что не позволяет «коллективизировать» процесс и воспользоваться приближением близкодействия [5]. Здесь процессы должны происходить со скоростью большей, чем эффективная фазовая скорость света в среде [5]. Это основная разница между оптическим (плазменным) и прямым оптическим пробоями [5]. С экспериментальной точки зрения оптический (плазменный) пробой сопровождается сравнительно пространственно-симметричным распределением излучения (в виде звездочки и т.п.), как и в случае СВЧ облучения [2, 3]; в то же время оптический прямой пробой сопровождается направленным, в т. ч. черенковским, излучением [5].

При создании теорий теплового и оптического (плазменного) пробоя предполагается существование неоднородностей в облучаемом материале, поглощение на которых и приводит к разогреву и образованию плазмы [2, 3]. Однако здесь совершенно опускается из виду, что классические эффекты нелинейной оптики обусловлены примесным поглощением [1, 2]. Роли нелинейно-оптических явлений в оптическом пробое среды (мандельштам-бриллюэновское рассеяние, электрострикция и т.п.) уделено довольно много внимания [1-5]. При прямом оптическом пробое среды существенный вклад дают нелинейно-оптические преобразования излучения, которые могут приводить и к пробую среды [4, 5]. Иными словами, оптическому

пробой среды предшествует цепочка нелинейно-оптических трансформаций падающего излучения. В дальнейшем мы будем рассматривать только прямой оптический пробой и процессы, которые ему предшествуют согласно [4, 5].

Прямому оптическому пробой среды при облучении сфокусированными пикосекундными и фемтосекундными лазерными импульсами предшествуют такие процессы: дифракционное расслоение лазерного луча с последующей его дальнейшей фокусировкой; генерация излучения Вавилова-Черенкова в конусах, образующие которых перпендикулярны к поверхности сфокусированных дифракционных максимумов; двухмерная интерференция черенковского излучения [4, 5]. Только на последней стадии максимумы интерференции излучения Вавилова-Черенкова обуславливают оптический пробой [4, 5].

Предлагаемые модели были успешно апробированы на карбиде кремния 4H-SiC облученном [4, 5]. Для минитюризации кристаллы 4H-SiC облучались единичными импульсами фемтосекундного лазера (длительность импульса 130 *фс*, длина волны 800 *нм*, частота следования импульсов 1 *кГц*, плотность энергии 200-300 *нДж/импульс*) с помощью микроскопа.

Дифракционное расслоение лазерного луча было замечено при самофокусировке (теория движущихся фокусов Лугового-Прохорова [2, 4]). Однако нами была использована модифицированная модель Релея дифракционных колец [4, 5]. Эта теория позволила объяснить каскадный характер возникновения объемных разрушений в облученном материале [4, 5]. Для карбида кремния 4H-SiC было выбрано 5 колец (наблюдаемый каскад разрушений состоял из пяти пространственно-разделенных областей) [4, 5].

Фокусировка каждого из колец есть источником черенковского излучения. При этом оно генерируется лишь в области соответствующего сфокусированного дифракционного кольца и поэтому имеет поверхностную природу [4, 5]. Этим объясняется поверхностный характер конусного излучения самофокусировки и его черенковская природа [4, 6]. Макроскопический характер черенковского излучения описывается моделью Голуба [4, 6], микроскопический – модифицированной, вернее сказать расширенной на оптический диапазон, моделью Нильса и Оге Боров [4, 7]. Именно из модели Боров [7] следует взаимоперпендикулярность сфокусированного конуса излучения и конуса Маха черенковского излучения [4, 5]. Используя эти две модели можно определить нелинейный показатель поглощения и скорость поляризации среды, а также их произведение [4, 5]. В этом случае черенковское излучение может рассматриваться как явление нелинейной оптики. Классическая нелинейная оптика может быть представлена как комплекс оптических явлений связанных с разложением поляризуемости среды в ряд по степеням напряженностей электрического и магнитного полей [2, 4]. Однако, там для наблюдения конкретного нелинейнооптического явления необходимо однородное изменение поляризации. В случае черенковского излучения мы имеем неоднородное изменение поляризации. Поэтому в первом случае мы имеем, как правило, «монохроматические» эффекты (генерация гармоник, up- и down-конверсия и т.п). В случае черенковского излучения за счет неоднородной поляризации среды мы имеем превращение монохроматического излучения непрерывное излучение (от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра) [2, 4, 6, 7]. Так что в принципе, это две взаимодополняемые группы явлений нелинейной оптики [4, 5].

Подтверждением того что источником пробоя карбида кремния есть черенковское излучение, служит тот факт, что длина треков оптического пробоя 200-1000 *нм*, что соответствует коэффициенту поглощения оптического излучения $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$, который характерный для ультрафиолетовой области поглощения материала, коэффициент поглощения для длины волны 800 *нм* меньше 1 см^{-1} [4, 5].

Оценка доли энергии, которая затрачивается на оптический пробой, была проведена с помощью феноменологической модели [4, 5]. Было показано, что на оптический пробой затрачивается ~ 8 процентов падающей энергии, или же 30 процентов эффективной поглощенной энергии [4, 5].

Была проведена оценка энергий, которые необходимы для дифракционного расслоения пучка (здесь основной характеристикой являются геометрические параметры, длина волны и диаметр соответствующего дифракционного кольца) и оптического пробоя [4, 5]. Энергия

оптического пробоя считалась из физико-химических соображений: плотность атомов умножалась на энергию Зейтца (суммарная энергия разрыва всех химических связей атома в кристалле) [4, 5]. Оценка показала, что отношение плотности энергии, которая необходима для оптического пробоя материала к плотности энергии в плоскости пяти дифракционных кружков порядка 10^5 [4, 5]. Для жидкостей это соотношение на один-два порядка меньше, а для газов оно сравнимо с плотностью энергии, которая необходима для самоканалирования [4, 5].

Таким образом, прямой оптический пробой твердых тел и жидкостей невозможен без предварительной трансформации лазерного излучения, так как при плотностях энергии, которая необходима для оптического пробоя, мы просто получим лазерное распыление материала. Так, при облучении пластин антимонида индия непрерывным излучением CO_2 -лазера (длина волны 10,6 мкм) толщиной 800 мкм с плотностью мощности $\sim 40 \text{ Вт/см}^2$ на протяжении шести секунд происходила полная сублимация облучаемого материала [4].

Оценка размеров наноовидов, что образовывались в карбиде кремния, производилась с помощью модифицированной модели Релея, в которой скорость звука в среде была заменена на скорость света [4, 5]. Форма наноовидов оценивалась с помощью механики упругих сред по соотношению продольной и поперечной скорости звука в упругой среде. Следует отметить, что соотношение скоростей звука и соответствующих скоростей света в среде практически совпадают [4, 5].

Следует отметить, что для получения прямого оптического пробоя материала облучение пикосекундными и фемтосекундными лазерными импульсами не обязательно. Похожие экспериментальные результаты были получены еще в 1971 году Э. Яблоновичем при облучении кристаллов KCl наносекундными импульсами неодимового лазера (длительность импульса 30 нс, длина волны 1,06 мкм) [2, 3, 5].

Таким образом, можно сделать вывод, что при оптическом пробое прозрачных сред необходимо учитывать нелинейно-оптические трансформации излучения.

1. B.S. Sharma, *Laser-induced dielectric breakdown and mechanical damage in silicate glasses*. Ph. D. Thesis Burnaby Simon Fraser University, Canada, (1968).

2. И.Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Москва, Наука, (1987).

3. В.П. Вейко, М.Н. Либенсон, Г.Г. Червяков, Е.Б. Яковлев, *Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика*, Москва, Физматлит, (2008).

4. P.P. Trokhimchuck, *Relaxed Optics: modeling and discussions*, Saarbrücken, Lambert Academic Publishing, (2020).

5. P.P. Trokhimchuck, *IJARPS*, 7, №5, 17-30, (2020).

6. I. Golub, *Optics Letters*, 15, № 6, 305-307, (1990).

7. Н. Бор, *Прохождение атомных частиц через вещество*, Москва, ИЛ, (1950).

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ЛИППС НА ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ В ОКИСЛИТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

Южакова Д.С., Синев Д.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Продемонстрировано получение высокоупорядоченных лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС) при лазерной термохимической записи излучением волоконного иттербиевого лазера наносекундной длительности на тонкой пленке титана толщиной порядка 100-150 нм. Определены оптимальные режимы (значения длительности импульса, частоты следования импульсов и средней мощности) для формирования ЛИППС в окислительном режиме.

При взаимодействии с лазерным излучением известно образование лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (LIPSS, ЛИППС), которые находят применение в различных областях фотоники. Такие структуры преимущественно получают под воздействием пико- и фемтосекундных лазерных импульсов при высокотемпературном (выше температур плавления/испарения) лазерном нагреве материалов [1, 2]. Работы, посвящённые изучению образования ЛИППС при наносекундном воздействии, являются гораздо более редкими. Причина этого заключается в узких режимах записи и чувствительности параметров ЛИППС к лазерно-индуцированным физическим механизмам, которые проще выявить при коротком воздействии.

В настоящей работе получены ЛИППС при низкотемпературном воздействии наносекундных лазерных импульсов на тонкую пленку титана. Метод формирования микроструктур – одноэтапная лазерная термохимическая запись с созданием изображения путем прямого окисления пленки до образования контрастного слоя прозрачного оксида. Была обнаружена область оптимальных режимов воздействия, определены значения длительности лазерных импульсов, средней мощности и частоты следования импульсов, при которых лазерное термохимическое воздействие способствовало появлению однородных, контрастных, высокоупорядоченных ЛИППС по всей (или большей части) площади области воздействия (Рисунок, а-в). На основании экспериментальных результатов получена карта режимов в фазовом пространстве «средняя плотность мощности–длительность импульса». Измеренная средняя температура на поверхности пленки во всех режимах записи не превышала температуру плавления титана. Структуры, записанные в полученных оптимальных режимах, были использованы для записи дифракционной решетки (Рисунок, г).

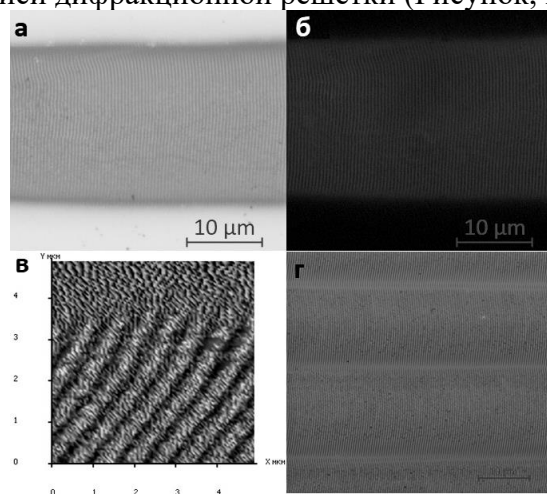


Рисунок. а,б – оптические микрофотографии ЛИППС в отраженном и проходящем свете соответственно; в – СЗМ-фотография ЛИППС; г – часть ДОЭ, состоящего из последовательно записанных треков с ЛИППС

Методом лазерной термохимической записи были получены однородные контрастные ЛИППС. Составление карты режимов позволило найти диапазон параметров лазерного воздействия, в котором возможно получение контрастных устойчивых структур для дальнейшего применения в различных областях, таких как изготовление дифракционных оптических элементов или защитных меток.

Работа поддержана грантом РФФИ №17-19-01721.

1. A.V. Dostovalov, T.J.-Y. Derrien, S.A. Lizunov, F. Přeučil, K.A. Okotrub, T. Mocek, V.P. Korolkov, S.A. Babin, N.M. Bulgakova, *Applied Surface Science*, **491**, 650-658, (2019).

2. B. Oktem, I. Pavlov, S. Ilday, H. Kalaycıoğlu, A. Rybak, S. Yavas, M. Erdogan, F. O. Ilday, *Nature Photonics*, **7**, 897–901, (2013).

РАСЧЕТ ХОДА ЛУЧЕЙ В АКSIKОНЕ С МАЛЫМ УГЛОМ РАСКРЫТИЯ

Губаев М.С.*, Дегтярев С.А.*,**, Устинов А.В.*, **

*Самарский национальный исследовательский университет

им. академика С.П. Королева, Самара, Россия

**Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

С помощью разработанной программы на языке Python, рассчитан ход лучей через двумерный аксикон с малым углом раскрытия. Показана высокая чувствительность характеристик выходного луча к малым изменениям показателя преломления материала аксикона.

Одним из методов геометрической оптики является трассировка лучей [1]. Суть его заключается в отслеживании взаимодействия отдельных лучей с поверхностями рассматриваемой модели. Трассировка лучей используется при проектировании и исследовании оптических систем, а также при построении изображений трехмерных моделей.

Алгоритм трассировки лучей строит из следующих пунктов [2]:

- нахождение точек пересечения с поверхностью падающих на поверхность лучей и отсеивание тех лучей, которые ее не пересекают.
- определение геометрических и физических (к примеру, нормаль и коэффициент преломления) свойств поверхности в точках, где ее пересекают лучи.
- расчет параметров новых лучей и установить для каждого луча в качестве его начала координаты точки пересечения с поверхностью.

В работе проведен расчет хода лучей через рефракционный аксикон методом трассировки лучей. Уже в работе [3] была показана высокая зависимость характера рассеивания света на аксиконе от малых изменений угла раскрытия аксикона. В данной работе исследовалась зависимость коэффициентов пропускания и отражения энергии для второго взаимодействия луча с поверхностью.

В работе рассчитан ход лучей через аксикон с малым углом при вершине. Трассировка луча в аксиконе включала в себя построение бинарного дерева лучей, где родительским элементом является падающий луч. В левом потомке находится отраженный луч, а в правом преломленный. Если происходило полное внутреннее отражение, то результирующий луч помещался в левое поддерево. Чтобы сократить время работы программы, глубина дерева ограничивалась, после достижения заданной глубины дальнейшее отслеживание хода луча прекращалось.

На рис. 1 изображен ход луча в аксиконе с углом при вершине 18° . Показатель преломления материала аксикона равен 1,69, а окружающей среды равен 1,0. Сначала луч света (луч 1) входит в основание аксикона параллельно оптической оси. Первое взаимодействие с рабочей поверхностью аксикона состоит в полном внутреннем отражении (луч 2). Далее луч 2 падает на рабочую поверхность аксикона и испытывает преломление (луч 4) с частичным отражением (луч 3). Луч 3 падает на границу сред под прямым углом и практически вся его энергия выходит с лучом 6.

Рассмотрим распределение энергии луча 2 по лучам 3 и 4. Для расчета интенсивности преломленной и отраженной электромагнитной волны луча были использованы формулы Френеля. Рассматривалась р-поляризация. Зависимость коэффициентов преломления и пропускания от показателя преломления материала аксикона показана на рисунке 3. Показатель преломления варьировался от 1,69 до 1,71 с шагом дискретизации 0,0001 (200 итераций).

Как видно из рис. 2 с постепенным увеличением показателя преломления аксикона коэффициент пропускания убывает, а отражения возрастает. Это происходит до тех пор, пока в аксиконе не происходит явление полного внутреннего отражения, когда вся световая энергия от падающего луча переходит к отраженному лучу.

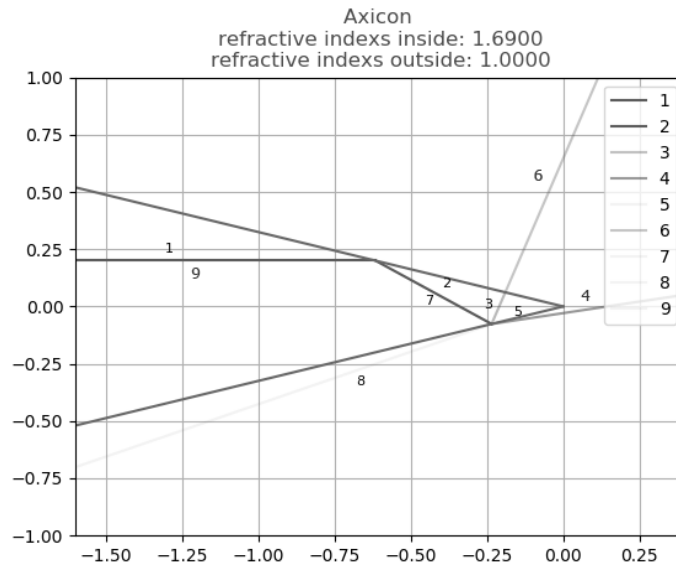


Рис. 1. Ход луча в аксиконе с углом раскрытия $\alpha = 18^\circ$

Совмещённые графики, показанные на рис. 2, где можно увидеть, что они имеют точку пересечения. При значении показателя преломления аксикона $n = 1,6956$ энергия падающего луча 2 почти поровну распределяется между отраженным – третьим и преломленным – четвертым лучами.

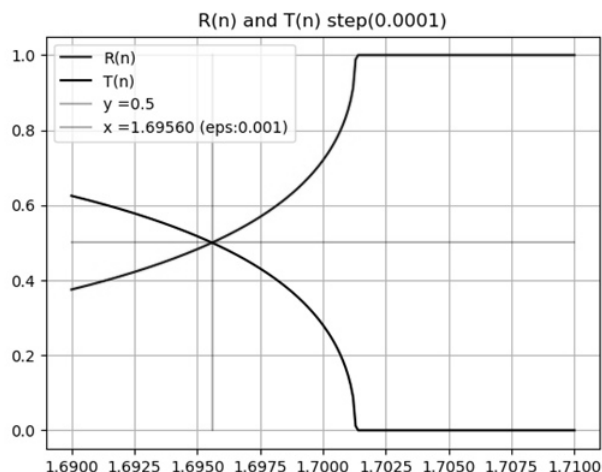


Рис. 2. Зависимость коэффициентов преломления и пропускания от показателя преломления аксикона

Однако стоит отметить, что малая часть энергии первоначального луча будет содержаться в лучах 8 и 9, которые получаются из отраженного луча 5 при падении луча 3 на границу раздела.

В Таблице приведено процентное соотношение энергии указанных лучей по отношению к лучу 1. Как видно, что почти половина энергии первоначального луча выходит с лучом 4, а с лучом 6 лишь 46,7%, остальная энергия сосредоточена в отраженном луче 5.

Таблица. Процентное соотношение энергии лучей по отношению к лучу 1

Номер луча	Процентное соотношение (%)
3	50.03
4	49.97
5	3.33
6	46.70
8	1.66
9	1.67

Рассчитан ход лучей в аксиконе с малым углом раскрытия, с помощью разработанной программы. Показан сложный характер рассеяния света на аксиконе. Рассчитаны коэффициенты Френеля при отражении и преломлении лучей на поверхности аксикона для различных значений показателя преломления аксикона. Найдены значения показателя преломления материала аксикона, при которых энергия делится пополам ($n = 1.695$), и когда энергия уходит по отраженному лучу ($n = 1,7013$).

1. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 720, (1973).
2. С.М. Брундасов, Компьютерная графика, 241, (2004).
3. А.В. Устинов, С.А. Дегтярев, С.Н. Хонина, Компьютерная оптика, 39, № 4, 500-507, (2015).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Исмаилов Ш.М., Арапов Ю.Д., Каменев В.Г.

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия

В докладе описаны лазерно-оптические методы, на основе которых разработано оборудование для регистрации параметров прошедшего и рассеянного лазерного излучения в дисперсной среде. Результаты применения методов и разработанного оборудования позволяют получить информацию о концентрации рассеивателей и их размерах при различной интенсивности процессов пыления в газодинамических экспериментах.

В настоящее время изучение процессов образования дисперсной фазы, протекающих при ударно-волновом нагружении является актуальной задачей в области газодинамических исследований. При этом для регистрации движения поверхностей в основном используются оптические и интерферометрические методы [1, 2, 3]. Однако, при взаимодействии ударной волны с поверхностью образца и превышении пороговых значений давления наблюдаются процессы откола и микрокумуляции частиц пыли, приводящие к образованию металлических частиц. В начале движения поверхности образовавшиеся частицы обладают скоростями, превышающими скорость самой поверхности, в результате чего поверхность экранируется облаком данных частиц [4]. Образование облака дисперсной фазы существенно влияет на результаты исследования оптическими и интерферометрическими методами скорости движения именно поверхности, поскольку, во-первых – создаёт паразитный сигнал излучения, отражённого от пыли, и, во-вторых – экранирует поверхность от зондирующего излучения. Взрывные ударноволновые нагрузки могут приводить к деформации конструкции объекта, при этом скорость самого объекта может отличаться от скорости исследуемой поверхности, отколов и продуктов дисперсной фазы. Поскольку механизмы образования и параметры дисперсной фазы в подобных условиях изучены в недостаточной мере, то это делает востребованными результаты настоящего исследования при создании специальных изделий. Существующие методы имеют ограниченную область применения, поскольку позволяют получить информацию только о некоторых параметрах пылевого облака. Для регистрации распределения частиц по размеру и плотности могут быть использованы методы когерентного обратного рассеяния (КОР) и рассеяние Ми, которые позволяют зондировать облако частиц дисперсной фазы на несколько порядков плотнее, чем другие оптические методы, так как свет в этом случае распространяется в режиме многократного рассеяния [5]. Благодаря этому использование представленных в докладе методов и аппаратуры, регистрирующих излучение, рассеянное средой, позволяет получить информацию о параметрах дисперсной среды при высокой интенсивности процессов пыления в газодинамических экспериментах.

1. В.Л. Кузьмин, В.П. Романов «Когерентные эффекты при рассеянии света в неупорядоченных системах» // УФН т.166 (№3), Март 1996 г., с. 247 – 278.

2. D.S. Sorenson, P. Pazuchanics, R.P. Johnson [et al.] 2017 «Ejecta particle size measurements from the break-up of micro-jets in vacuum and helium gas using ultraviolet in-line Fraunhofer holography» // AIP Conf. Proc.1793, 100026.

3. D. Kroon, S. Lönn – «Utilizing enhanced backscattering for determination of scattering properties in turbid media» // Lund Reports in Atomic Physics, PHYM01, 20111, 2011.

4. M.M. Schauer, W.T. Buttler, D.K. Frayer [et al.] «Ejected Particle Size Distributions from Shocked Metal Surfaces» // J. Dynam. Behavior Mater. 2017. apr. T. 3, № 2. p.

5. K. Monfared, W.T. Buttler, D. K. Frayer et al. «Ejecta particle size measurement Mie scattering in high explosive driven shockwave experiments» // J. Appl. Phys. 117, 223105 (2015).

УПРАВЛЕНИЕ ЛОГИЧЕСКИМИ ОПЕРАЦИЯМИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО-ГОЛОГРАФИИ ВНЕШНИМИ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А., Низамова Э.И.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

В работе рассмотрена реализация логических операций над множествами, представленных в виде изображений в режиме аккумулярованного фотонного эха. Показано, что использование эффекта запирания фотонного эха позволяет осуществлять управление логическими операциями с изображениями.

Использование стимулированных эхо голограмм позволяет записывать, воспроизводить и преобразовывать изображения. Так как сами изображения представляют из себя множества точек, то для их преобразования подходят логические операции с множествами.

Оптимальные варианты фильтрации и преобразования изображений связаны с многоимпульсным возбуждением резонансной среды. Наиболее эффективной является запись информации в режиме аккумулярованной долгоживущей эхо-голограммы (АДЭГ). В этом случае на резонансную среду воздействует последовательность пар лазерных импульсов. Каждая такая пара вместе со считывающим импульсом вызывает в один и тот же момент времени генерацию отклика долгоживущего фотонного эха (ДФЭ). Таким образом, сигнал АДЭГ, генерируемый резонансной средой после воздействия N пар возбуждающих импульсов и одного считывающего импульса, представляет собой суперпозицию сигналов ДФЭ. В работе рассмотрена реализация ряда логических операций над изображениями с использованием АДЭГ. Для управления этими операциями наиболее перспективным является эффект "запирания" эхо-голографической информации, что означает создание таких условий, при которых записанная информация не может проявиться в виде отклика резонансной среды, что может быть осуществлено путём нарушения частотно-временной корреляции неоднородного уширения резонансной линии на различных временных интервалах. Частотно-временная корреляция неоднородно уширенной линии резонансного перехода связана с жёстким соответствием отдельных монокромат линии на различных временных интервалах. Каждая монокромата неоднородно уширенной линии образуется совокупностью атомов (молекул, ионов), находящихся в одинаковых условиях, но распределённых в объёме образца случайным образом. Т.е. речь идёт об обратимом разрушении фазовой памяти резонансной среды с возможностью её восстановления. Такого эффекта можно достичь путём воздействия на резонансную среду на различных временных интервалах различными пространственно – неоднородными внешними возмущениями, приводящими к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монокромат неоднородно уширенной линии.

Отметим, что в работе [1] был теоретически предсказан и экспериментально подтверждён эффект запирания ДФЭ в кристалле $LaF_3:Pr^{3+}$ (переход $^3H_4 - ^3P_0$, $\lambda=477,7$ нм) при воздействии на временном интервале между первым и вторым лазерными импульсами неоднородного электрического поля. В работе [2] была исследована эффективность подавления отклика стимулированного фотонного эха (СФЭ) при различных схемах воздействия на резонансную среду пространственно неоднородных электрических полей.

В данной работе рассмотрена эффективность "запирания" и воспроизведения изображений в режиме АДЭГ при воздействии внешних пространственно неоднородных электрических полей на временных интервалах между парами возбуждающих резонансных лазерных импульсов (рис. 1). Так как отклик АДЭГ является суперпозицией откликов ДФЭ от N пар импульсов со считывающим импульсом, то вклад в него от каждой пары возбуждающих импульсов становится разным (зависящим от величины градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей и их взаимной ориентации), что даёт возможность управления логическими операциями с использованием АДЭГ.

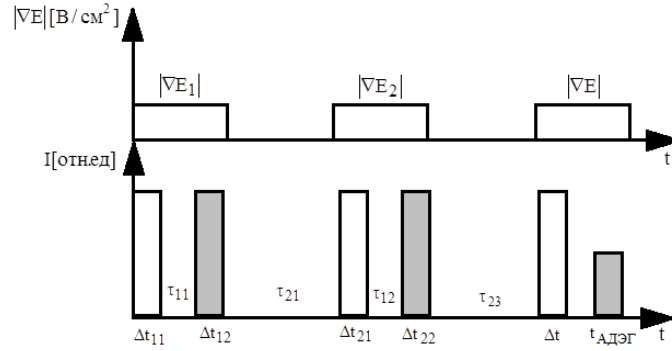


Рис. 1. Последовательность возбуждающих импульсов и импульсов пространственно-неоднородных электрических полей при формировании откликов АДЭГ. $\Delta t_{1i} = \Delta t_{2i} = \Delta t$, $\tau_{11} = \tau_{12} = \tau_{13} = \tau_1$,

$$\tau_2 \approx \tau_{21} + \tau_{22} + \tau_{23} + 2\tau_1. \quad \tau_1 \ll T_2, \quad \tau_2 \ll T_1.$$

Для иллюстрации осуществления логических операций и управления ими в режиме АДЭГ в качестве множеств A и B взяты транспаранты с изображениями в виде прозрачных эллипсов.

Запишем напряженность электрического поля η -го возбуждающего лазерного импульса, прошедшего через соответствующий транспарант, в виде

$$E_\eta(\mathbf{r}, t) = U_\eta(\mathbf{r})e^{i\omega t} + \text{к.с.}, \quad (0 \leq t \leq \Delta t_\eta) \quad (1)$$

где Δt_η - длительность η -го возбуждающего лазерного импульса, а $U_\eta(\mathbf{r})$ описывает пространственную структуру η -го возбуждающего лазерного импульса.

Изображение на транспаранте будем рассматривать как совокупность точек с радиус-векторами \mathbf{r}_n . Каждая такая точка излучает сферическую волну. Совокупность волн в месте нахождения j -го оптического центра в образце с радиус-вектором \mathbf{r}_{0j} дает величину возмущения резонансного перехода оптического центра. Тогда напряженность электрического поля объектного лазерного импульса в точке \mathbf{r}_{0j} можно записать как разложение по сферическим волнам:

$$E_j = \sum_n A_{nj} \frac{e^{ik^{(j)}_n(\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n) - i\omega t + i\varphi_n}}{|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|} \quad (2)$$

где $\mathbf{k}_n^{(j)} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}_n$, $\mathbf{n}_n = \frac{\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n}{|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|}$, φ_n - начальные фазы сферических волн, причем $e^{i\varphi_n}$ можно

включить в комплексные амплитуды A_{nj} . Если $|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|$ значительно больше размеров образца, то разложение (2) по сферическим волнам переходит в разложение по плоским волнам:

$E_j = \sum_n \varepsilon_n e^{i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}_{0j} - i\omega t}$, где ε_n - амплитуды напряженности электрического поля плоских волн от отдельных точек объекта.

Поскольку один из каждой пары возбуждающих лазерных импульсов является носителем изображения, то пространственный фазовый синхронизм при формировании отклика АДЭГ будет иметь вид $\mathbf{k}_{en}^{(j)} = -\mathbf{k}_{1n'}^{(j)} + \mathbf{k}_{2n''}^{(j)} + \mathbf{k}_{3n'''}^{(j)}$, где $\mathbf{k}_{in}^{(j)}$ - волновые вектора плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов для каждой j -ой пары.

Необходимо отметить, что только те компоненты разложения поля отклика будут существовать, для которых оказываются ненулевыми значения амплитуд разложения полей возбуждающих импульсов, соответствующие направлениям волновых векторов. Импульсы, не несущие изображений, должны формироваться транспарантами с матовой структурой, для создания достаточного набора плоских (сферических) волн, необходимых для выполнения пространственного фазового синхронизма.

Аналогично работе [3] пространственная структура отклика АДЭГ определится выражением

$$E_{\text{АФЭ}} \sim \sum_{j=1}^n \mathbf{E}_j(t, \mathbf{R}) e^{i\Delta\varphi_j}$$

$$E_j \approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \sin\theta_1^{(j)} \sin\theta_2^{(j)} \sin\theta_3^{(j)} \times$$

$$\times \frac{\epsilon_{1n'}^{*(j)} \epsilon_{2n''}^{(j)} \epsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \epsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-ik_{1n'}^{(j)} \cdot \mathbf{r}} \right| \left| \sum_{n''} \epsilon_{2n''}^{(j)} e^{ik_{2n''}^{(j)} \cdot \mathbf{r}} \right| \left| \sum_{n'''} \epsilon_{3n'''}^{(j)} e^{-ik_{3n'''}^{(j)} \cdot \mathbf{r}} \right|} e^{-i(\mathbf{k}_{0n}^{(j)} + \mathbf{k}_{1n'}^{(j)} - \mathbf{k}_{2n''}^{(j)} - \mathbf{k}_{3n'''}^{(j)}) \cdot \mathbf{r}} \exp\left\{i\left[\tau_1 f_j(\Delta, \mathbf{r}) - (t - \tau_1 - \tau_2) f(\Delta, \mathbf{r})\right]\right\}$$

где $\theta_1^{(j)}$, $\theta_2^{(j)}$ – площадь первого и второго импульсов в j-ой паре, θ_3 - площадь считывающего импульса, V - объем возбуждаемой части образца, $g(\Delta)$ – распределение оптических центров по частотам, $\Delta = \omega - \Omega_0$, ω – частота лазерного излучения, Ω_0 – частота резонансного перехода, $\epsilon_{in}^{(j)}$ - амплитуды напряженности электрических полей плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов в каждой j-ой паре, $\Delta\varphi_j$ - фаза j-ой пары, $f_\eta(\Delta, \mathbf{r}) = \Delta + \chi_\eta(\mathbf{r})$, $\chi_\eta(\mathbf{r})$ дополнительный частотный сдвиг оптического центра на временном интервале τ_η .

В случае линейного эффекта Штарка: $\chi(\mathbf{r}) = C_{\text{sh}} (E_i + \nabla E \cdot \mathbf{r})$,

В случае квадратичного эффекта Штарка: $\chi(\mathbf{r}) = C_{\text{sh}} (E_i + \nabla E \cdot \mathbf{r})^2$, C_{sh} - штарковский коэффициент, E_i - напряжённость электрического поля при $\mathbf{r} = 0$.

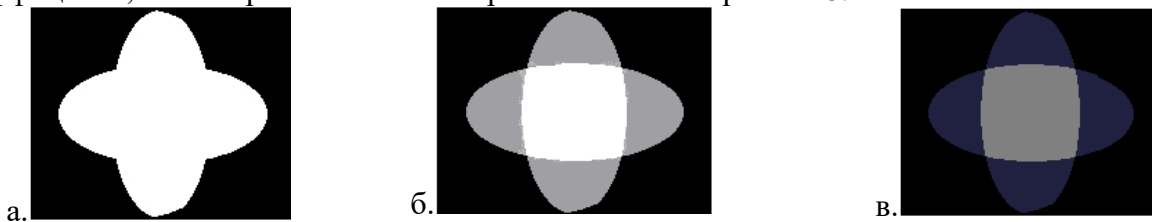


Рис. 2. Временная форма отклика АДЭГ ($E_1=E_2=E_3=0$) при: а. $E=0$, б. $E=60\text{В/см}^2$, в. $E=120\text{В/см}^2$

Полученные отклики в режиме АДЭГ содержат изображения, являющиеся результатом логических операций объединения множеств при нулевых градиентах внешних пространственно неоднородных электрических полей и симметрической разности при достаточной величине градиента после считывающего импульса. При других значениях величин градиентов наблюдается суперпозиция этих логических операций.

1. А.А. Калачев, Л.А. Нефедьев, В.А. Зуйков, В.В. Самарцев, *Опт. и спектр.*, **84**, №5, 811, (1998).
2. L.A. Nefediev, G.I. Khakimzyanova, *Optics and Spectroscopy*, **98**, №1, 35, (2005).
3. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), *Опт. и спектр.*, **105**, №6, 1007-1012, (2008).
4. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, [Электронный ресурс] *Сборник трудов конференции «ФПО-2008»*, Режим доступа: <http://window.edu.ru/resource/735/58735/files/itmo273.pdf> (Дата обращения: 11.06.2020).
5. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, [Электронный ресурс] *Сборник трудов конференции «ФПО-2014»*, Режим доступа: https://istina.msu.ru/media/publications/article/f07/337/7371889/2014_materials.pdf (Дата обращения: 11.06.2020).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ КОНВЕРСИИ АТОМОВ И ГЕТЕРОЯДЕРНЫХ ДИМЕРОВ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ

Зинган А.П., Васильева О.Ф.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдова

Исследование динамики процесса фотодиссоциации (или фотоассоциации) трехатомных бозе-конденсированных ультрахолодных молекул с образованием атомно-молекулярных пар.

В работе приводятся результаты теоретического исследования динамики процесса фотодиссоциации (или фотоассоциации) трехатомных бозе-конденсированных ультрахолодных ABC – молекул с образованием $AB + C$ либо $A + BC$ атомно-молекулярных пар под действием двух рамановских импульсов резонансного лазерного излучения. Здесь символы A и C относятся к атомам, AB и BC – к двухатомным молекулам (димеры), а ABC – гетеромолекула (тример), состоящая из атомов A , B и C . Состояния атомов и молекул являются макрозаполненными. После адиабатического исключения промежуточных состояний возбужденной трехатомной молекулы, многочастичный гамильтониан взаимодействия в представлении вторичного квантования и в приближении вращающейся волны можно записать в виде:

$$H_{int} = \hbar \hat{\Phi}(r) [\Omega_1 \hat{\Phi}_{AB}^+(r) \hat{\Phi}_C^+(r) + \Omega_2 \hat{\Phi}_A^+(r) \hat{\Phi}_{BC}^+(r)] + \text{к. с.} \quad (1)$$

Здесь $\hat{\Phi}$, $\hat{\Phi}_{AB}$, $\hat{\Phi}_{BC}$, $\hat{\Phi}_A(r)$, $\hat{\Phi}_C$ – бозонные операторы уничтожения ABC -молекул, A и C атомов, а также двухатомных AB и BC молекул соответственно. Константы связи Ω_1 и Ω_2 определяются амплитудами полей обоих импульсов и атомно-молекулярного взаимодействия по первому и второму каналу реакции. Значения начальных разностей фаз $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$ ($\theta_1 = \theta_2 = -\pi/2$) соответствует реакции фотодиссоциации (фотоассоциации) трехатомных молекул. Их можно назвать синфазными решениями, так как они соответствуют синфазной динамике частиц по обоим каналам реакции. А значения $\theta_1 = +\pi/2$ и $\theta_2 = -\pi/2$ или $\theta_1 = -\pi/2$ и $\theta_2 = +\pi/2$ можно назвать антифазными.

Рассматривая частный случай когда плотности атомов и двухатомных молекул в каждом канале реакции одинаковы, можно высказать общий вывод, состоящий в том, что при любом значении параметра Ω_2/Ω_1 эволюция системы в синфазном режиме является аперiodической и необратимой во времени. Все атомы и двухатомные молекулы в процессе эволюции связываются в трехатомные молекулы, чем эволюция и завершается. Для антифазного случая характерна периодическая эволюция конверсии бозе-конденсированных атомов и молекул.

В случае рассмотрения временной эволюции системы в приближении заданных плотностей двухатомных молекул удастся получить аналитическое решение для плотности атомов сорта C . Для этого случая доказана возможность только периодического режима превращения атомов и молекул в трехатомные молекулы и обратно.

Что касается антифазной эволюции, динамика системы также является периодической, амплитуда колебаний плотности атомов сорта C с течением времени, в отличие от синфазной эволюции, не изменяется при фиксированном значении нормированной плотности атомов сорта A .

АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТНОГО И ОБЪЕМНОГО РАССЕЯНИЯ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ЛАЗЕРА ЭФФЕКТОМ ЗАТЯГИВАНИЯ

Галиев Р.Р.*, Кондратьев Н.М., Лобанов В.Е., Биленко И.А.*

Российский Квантовый Центр, Москва, Россия

*Московский Государственный Университет, Москва, Россия

Исследована эффективность стабилизации полупроводникового лазера эффектом затягивания на высокочастотный микрорезонатор с модами шепчущей галереи для широкого диапазона значений коэффициента рэлеевского рассеяния. Разработана модель и проведен численный анализ, позволяющий выбрать оптимальную геометрию микрорезонатора.

Компактные лазеры с узкой шириной линии и эффективные источники оптических частотных гребенок являются важными инструментами современной оптики, фотоники и спектроскопии. Недавние исследования продемонстрировали, что эффект затягивания [1-6], хорошо известный в радиофизике и теории колебаний, дает возможность использования высокочастотных оптических микрорезонаторов с модами шепчущей галереи для реализации одночастотного излучения с шириной линии менее 1 кГц [5-7] и для генерации солитонной частотной гребенки при накачке нелинейного микрорезонатора с керровской нелинейностью компактным многочастотным полупроводниковым лазером [8, 9]. Лазер стабилизируется за счет резонансного рассеяния Рэля на внутренних и поверхностных неоднородностях, когда часть входящего излучения отражается обратно в лазер, обеспечивая оптическую обратную связь. В данной работе мы детально изучили эффективность стабилизации полупроводникового лазера эффектом затягивания на высокочастотный микрорезонатор с модами шепчущей галереи для широкого диапазона значений коэффициента рэлеевского рассеяния.

Эффективность стабилизации при затягивании может быть выражена в виде $\frac{\partial \text{Im}(\Gamma)}{\partial \omega}$, где Γ - коэффициент резонансного обратного отражения от микрорезонатора [10, 11]. Можно показать, что оптимальные параметры установки затягивания в основном определяются коэффициентом обратного рассеяния $\mu = \frac{\gamma}{\delta_0}$, где γ коэффициент рассеяния, а δ_0 - коэффициент внутренних потерь микрорезонатора [11]. Параметры γ и δ_0 состоят из слагаемых, описывающих объемное «bs» и поверхностное рассеяние «ss»:

$$\mu = \frac{\gamma}{\delta_0} = \frac{\gamma_{bs} + \gamma_{ss}}{\delta_{bs} + \delta_{ss}}. \quad (1)$$

Поверхностное рассеяние зависит от геометрии микрорезонатора (радиус микрорезонатора - a) и неоднородности поверхности, которая описывается дисперсией неоднородности σ и длиной корреляции неоднородности B [11]. Объемное рассеяние зависит от материала и геометрии микрорезонатора [11]. Модельный анализ показал, что коэффициент обратного рассеяния μ может быть увеличен за счет уменьшения шероховатости поверхности. Несмотря на то, что уменьшение шероховатости поверхности резонатора ведет к одновременному ослаблению обратного рассеяния и уменьшению собственных потерь микрорезонатора (см. рис. (а)), где зависимость параметра μ от добротности ($Q_0 = \frac{\omega}{\delta_0}$) для микрорезонатора Si_3N_4 и кристаллического микрорезонатора MgF_2 рассчитывались с использованием модели, описанной в [11]. Из-за меньшего радиуса значение μ для интегрального резонатора Si_3N_4 примерно на два порядка больше, чем для кристаллического резонатора MgF_2 .

Численно установлено, что для фиксированных δ_0 и для оптимальных параметров установки (связь с микрорезонатором, фаза между микрорезонатором и лазером, отстройка частоты лазера от резонансной частоты микрорезонатора [12]) максимум эффективности

затягивания $\frac{\partial \text{Im}(\Gamma)}{\partial \omega}$ достигается при $\mu \approx 1,16$, что близко к максимальному уровню обратного отражения $|\Gamma| \approx 0,5$. Кроме того, было обнаружено, что для $\mu < 1,16$ выполняется $\frac{\partial \text{Im}(\Gamma)}{\partial \omega} \propto \frac{\mu}{\delta_0} \propto \mu Q_0$, а для $\mu > 1,16$ верно следующее $\frac{\partial \text{Im}(\Gamma)}{\partial \omega} \propto \frac{1}{\delta_0} \propto Q_0$.

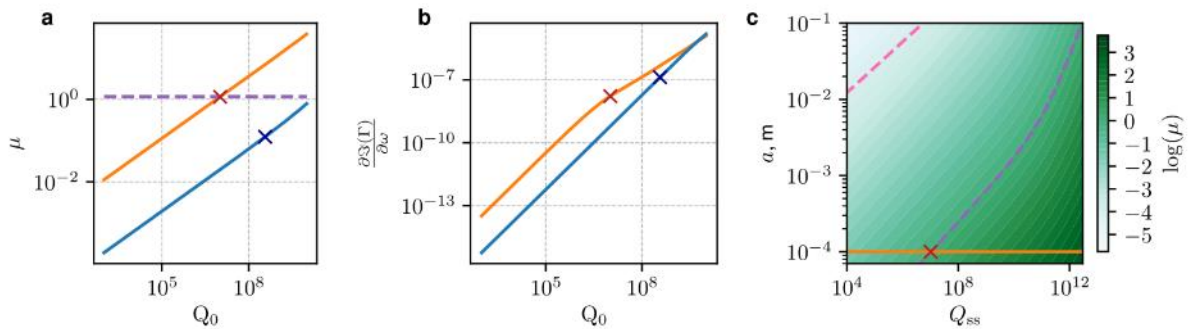


Рисунок. а) Оранжевая линия - коэффициент обратного рассеяния для Si_3N_4 с $a=100$ мкм. Синяя линия - коэффициент обратного рассеяния для MgF_2 с $a = 3$ мм. Фиолетовая пунктирная линия обозначает $\mu = 1,16$. б) Оранжевая линия - эффективность затягивания для Si_3N_4 с радиусом $a = 100$ мкм, синяя линия - эффективность затягивания для MgF_2 с радиусом $a = 3$ мм. Красный и темно-синий кресты отмечены по экспериментальным данным [9] и MgF_2 [8] соответственно. в) Карта μ для Si_3N_4 в зависимости от радиуса резонатора и поверхностной добротности резонатора Q_{ss} . Фиолетовая пунктирная линия соответствует $\mu = 1,16$, а розовая пунктирная линия соответствует $\gamma_{ss} = \gamma_{bs}$. Оранжевая линия соответствует $a = 100$ мкм

Результаты, полученные на основе разработанной модели, были проверены на экспериментальных данных [8, 9], где авторы продемонстрировали затягивание полупроводникового лазера для случаев высокодобротных кристаллического микрорезонатора из MgF_2 [8] и интегрального микрорезонатора из Si_3N_4 [9]. В данных работах мгновенная ширина линии лазера, затянутого на микрорезонатор Si_3N_4 , составило $\Delta_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0,7$ кГц ($Q_{\text{Si}_3\text{N}_4} \approx 10^7$, $\mu_{\text{Si}_3\text{N}_4} \approx 1$ [9]) и для MgF_2 мгновенная ширина линии равна $\Delta_{\text{MgF}_2} = 0,4$ кГц ($Q_{\text{MgF}_2} \approx 10^8 - 10^9$, $\mu_{\text{MgF}_2} \approx 10^{-2}$ [8]). Как мы видим, $\frac{\Delta_{\text{Si}_3\text{N}_4}}{\Delta_{\text{MgF}_2}} \approx \frac{\mu_{\text{Si}_3\text{N}_4} Q_{\text{Si}_3\text{N}_4}}{\mu_{\text{MgF}_2} Q_{\text{MgF}_2}}$, что позволяет подтвердить соответствие экспериментально полученных данных и модели, представленной в данной работе.

Микрорезонаторы, изготовленные из материалов с низкими внутренними потерями, характеризуются $Q_{bs} = 10^{10} - 10^{12}$. Таким образом, когда $Q_0 < 10^{10}$, поверхностные потери преобладают над объемными потерями ($\delta_{ss} \gg \delta_{bs}$). Как поверхностное обратное рассеяние, так и объемное обратное рассеяние увеличивается с уменьшением радиуса резонатора ($\gamma_{ss} \propto \frac{1}{a^{7/4}}$ и $\gamma_{bs} \propto \frac{1}{a^{11/12}}$) [11]. Однако, поверхностное рассеяние увеличивается быстрее, поэтому в малых резонаторах поверхностное обратное рассеяние доминирует над объемным рассеянием. Численный анализ показал, что для резонаторов с радиусом менее 1 см поверхностное обратное рассеяние преобладает над объемным обратным рассеянием (см. рис. (с), пунктирная линия розового цвета). Таким образом, для резонаторов с добротностью менее 10^{10} и радиусом менее 1 см коэффициент обратного рассеяния может быть выражен как $\mu \approx \frac{\gamma_{ss}}{\delta_{ss}} \propto \frac{1}{a^{3/4} \sigma B}$ [11]. Для $\mu < 1,16$ можно получить $\frac{\partial \text{Im}(\Gamma)}{\partial \omega} \propto \mu Q_0 \propto \frac{a^{1/4}}{\sigma^3 B^3}$ и для $\mu > 1,16$ верно следующее $\frac{\partial \text{Im}(\Gamma)}{\partial \omega} \propto Q_0 \propto \frac{a}{\sigma^2 B^2}$.

Поскольку шероховатость поверхности σB зависит от технологии изготовления микрорезонатора, которая варьируется от размера микрорезонатора, поэтому шероховатость поверхности зависит от размера микрорезонатора. Детальный анализ представленной модели позволяет рассчитать эффективность затягивания и выбрать оптимальную геометрию микрорезонатора на основе минимально достижимой неоднородности поверхности для данной

геометрии. Таким образом, оптимизация настройки может быть выполнена на этапе производства микрорезонатора.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-12-00344).

1. V. Vassiliev, V. Velichansky, V. Ilchenko, M. Gorodetsky, L. Hollberg, and A. Yarovitsky, *Optics Communications*, **158**, 305 (1998).
2. V. Vassiliev, S. Il'ina, and V. Velichansky, *Appl. Phys. B*, **76**, 521 (2003).
3. E. Dale, M. Bagheri, A. Matsko, C. Frez, W. Liang, S. Forouhar, and L. Maleki, *Opt. Lett.*, **41**, 5559 (2016).
4. A. Savchenkov, D. Eliyahu, B. Heist, A. Matsko, M. Bagheri, C. Frez, and S. Forouhar, *Appl. Opt.*, **58**, 2138 (2019)
5. W. Liang, V. Ilchenko, A. Savchenkov, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, *Opt. Lett.*, **35**, 2822 (2010).
6. W. Liang, V. Ilchenko, A. Eliyahu, D. Savchenkov, A. Matsko, and D. Seidel, *Nat. Commun.*, **6**, 7371 (2015)
7. R.R. Galiev, N.G. Pavlov, N.M. Kondratiev, S. Koptyaev, V.E. Lobanov, A.S. Voloshin, A.S. Gorodnitskiy, and M.L. Gorodetsky, *Opt. Express*, **26**, № 23, 30509–30522 (2018).
8. N.G. Pavlov, S. Koptyaev, G.V. Lihachev, A.S. Voloshin, A.A. Gorodnitskiy, M.V. Ryabko, S.V. Polonsky, and M.L. Gorodetsky, *Nat. Photon.*, **12**, 694–698 (2018).
9. A.S. Raja, A.S. Voloshin, H. Guo, S.E. Agafonova, J. Liu, A.S. Gorodnitskiy, M. Karpov, N.G. Pavlov, E. Lucas, R.R. Galiev, A.E. Shitikov, J.D. Jost, M.L. Gorodetsky, and T.J. Kippenberg, *Nature Communications*, **10**, № 1, 680 (2019).
10. N.M. Kondratiev, V.E. Lobanov, A.V. Cherenkov, A.S. Voloshin, N.G. Pavlov, S. Koptyaev, and M.L. Gorodetsky, *Opt. Express*, **25**, № 23, 28167–28178 (2017).
11. M.L. Gorodetsky, A.D. Pryamikov, and V.S. Ilchenko, *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, № 6, 1051–1057 (2000).
12. R.R. Galiev, N. M. Kondratiev, V.E. Lobanov, A.B. Matsko, I.A. Bilenko, arXiv:2006.05363 (2020).

ДИНАМИКА ПУЧКОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В РЕЖИМЕ ТУННЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ

Бугай А.Н., Халяпин В.А.*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

*ФГБОУ ВО «Калининградский государственный технический университет»
Россия, Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,
Калининград, Россия

С помощью метода моментов получено аналитическое выражение, описывающее поперечную динамику пучков, распространяющихся в режиме туннельной ионизации.

В настоящей работе предложен подход описания динамики пучков, вызывающих ионизацию электронов в прозрачной среде. Соответствующее уравнение можно представить в виде [1]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} - i\gamma\psi|\psi|^2 - i\frac{\mu}{2}\Delta_{\perp}\psi + \eta\Theta(\Delta|\psi|^2)\psi = 0, \quad (1)$$

Здесь ψ – медленно меняющаяся огибающая, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал, $\eta = 2\pi e^2 N_{eq} / n_0 c m_e \omega$, e – заряд электрона, m_e – его масса, n_0 – показатель преломления среды на нулевой частоте, ω – центральная частота сигнала, N_{eq} – равновесное значение протуннелировавших электронов, $\mu = c / n_0 \omega$, γ – коэффициент кубической нелинейности, $\Delta|\psi|^2 = (|\psi|^2 - |\psi_{th}|^2)$, ψ_{th} – амплитуда сигнала, соответствующая значению пороговой интенсивности туннельной ионизации, Θ – функция Хевисайда. Следуя [1], мы рассматривали случай, когда интенсивность пучка не значительно превышала пороговую интенсивность туннельной ионизации так, что поглощением энергии можно было пренебречь.

Анализ динамики параметров сигнала проводился на основе метода моментов. В качестве пробного решения была выбрана Гауссова функция

$$\psi = B \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2(1+i\varepsilon)\right], \quad (2)$$

где B – амплитуда сигнала, R – параметр, пропорциональный поперечному радиусу, ε – описывает кривизну волновых поверхностей. Все параметры зависят от координаты z . Определяя моменты импульса, дифференцируя выражения для моментов по координате z и, используя (1), мы получили систему уравнений на параметры пучка, из которой можно найти стационарное решение для радиуса и условие устойчивого распространения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №17-11-01157).

1. P. Hölzer et al., *Phys. Rev. Lett.*, 107, 203902-1-203902-5, (2011).

ДВУЦВЕТНЫЕ ПЛАТИКОНЫ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

Лобанов В.Е., Кондратьев Н.М., Шитиков А.Е.*, Биленко И.А.*

Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

*Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Рассмотрены условия и методы генерации специального типа солитонных импульсов, двухцветных платиконов, в квадратично-нелинейных микрорезонаторах для процессов генерации второй гармоники и параметрического распада. Показана возможность возбуждения платиконов при амплитудной модуляции накачки или при сдвиге моды накачки.

Оптические частотные гребенки являются одним из наиболее эффективных инструментов современной оптики и фотоники [1]. Долгое время для их генерации использовались лазеры с синхронизацией мод. В 2007 году было обнаружено, что генерация частотных гребенок возможна в высокодобротных оптических микрорезонаторах с кубичной нелинейностью за счет процесса четырехволнового взаимодействия [2]. С тех пор генерация таких керровских частотных гребенок была продемонстрирована в высокодобротных микрорезонаторах различных геометрий, изготовленных из различных материалов (кристаллические фториды, алмаз, кварц, кремний, нитрид кремния и пр.) [3]. Также была показана возможность генерации когерентные гребенок, во временном представлении имеющих вид диссипативных солитонов [4]. Оптические сигналы такого рода нашли широкое применение в различных областях науки и техники, например, в метрологии, спектроскопии, астрофизике и телекоммуникационных системах. Недавно была выявлена возможность генерации частотных гребенок и в нецентросимметричных материалах с квадратичной нелинейностью, таких как LiNbO_3 или LiTaO_3 . Генерация оптических частотных гребенок за счет квадратичной нелинейности представляет интерес из-за возможности использования меньших мощностей накачки и возможности генерации гребенок в спектральных диапазонах, недоступных для керровских гребенок. Частотные гребенки в квадратично-нелинейных микрорезонаторах наблюдались экспериментально [5]. Аналитически и численно было предсказано существования различных типов диссипативных солитонов (светлых, темных и квазисолитонов) в таких структурах [6, 7]. В нашей работе мы исследуем методы и условия эффективной генерации специального типа солитонных импульсов, двухцветных платиконов [8, 9], в квадратично-нелинейных микрорезонаторах для процессов генерации второй гармоники (ГВГ) и параметрического распада (генерации половинной частоты). В кубично-нелинейных микрорезонаторах преимуществом платиконов является высокая по сравнению со светлыми солитонами эффективность преобразования энергии накачки и энергию частотных компонентов генерируемой гребенки [10].

Для численного анализа мы использовали систему двух связанных уравнений Луджиато-Лефевра [11]:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial \tau} = i \frac{1}{2} b_{21} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + i v u^* - (1 + i \alpha_1) u + f_1, \\ \frac{\partial v}{\partial \tau} + d \frac{\partial v}{\partial \varphi} = i \frac{1}{2} b_{22} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + i u^2 - \left(\frac{\kappa_2}{\kappa_1} + i \alpha_2 \right) v + f_2, \end{cases} \quad (1)$$

Сначала исследовался процесс ГВГ ($f_2 = 0$) и изучалась нелинейная динамика при перестройке частоты накачки, задаваемой изменением со временем отстройки α_1 частоты

накачки от линейного резонанса ($\alpha_1 = \alpha_1(0) + \beta\tau$, $\tau = \kappa_1 t / 2$, $\alpha_2 = 2\alpha_1 + \delta$, где $\delta = 2(\omega_{02} - 2\omega_{01}) / \kappa_1$ определяет нормированную на полуширину моды накачки $\kappa_1 / 2$ расстройку между резонансной частотой ω_{02} , ближайшей к удвоенной частоте накачки, и удвоенной резонансной частотой ω_{01} , ближайшей к частоте накачки). Численное моделирование показало, что при сканировании частоты устойчивые высокоинтенсивные ветви возникают при условии разных знаков коэффициентов дисперсии групповых скоростей (ДГС) для первой (b_{21}) и второй гармоник (b_{22}), что свидетельствует о возможности генерации платиконов в этих диапазонах. Генерация платиконов была показана при амплитудной модуляции накачки с частотой модуляции, равной области свободной дисперсии (ОСД) на первой гармонике ($f_1 = F(1 + \varepsilon \cos \varphi)$). Интересно, что генерация наблюдалась как для положительной, так и для отрицательной отстройки α_1 (см. рис. 1). Профили платиконов при противоположных отстройках имеют практически одинаковую ширину и амплитуду, однако отличаются осциллирующими хвостами: для одного знака отстройки осцилляции ярче выражены на первой гармонике, а для другого знака – на второй. Возможность генерации была также показана за счет взаимодействия мод. Этот метод может быть описан путем введения эффективного сдвига моды накачки: $\bar{\omega}_{01} = \omega_{01} - \Delta$, $\alpha_{10} = \alpha_1 - 2\Delta / \kappa_1$ [8]. Генерация также наблюдалась для обоих знаков отстройки частоты накачки, однако для разных знаков отстройки требовались разные знаки сдвига моды накачки Δ . Отметим, что условием эффективной генерации платиконов при ГВГ для обоих методов является противоположность знаков, но близость абсолютных значений дисперсионных коэффициентов, а также хорошее согласование ОСД на частотах взаимодействующих гармоник ($d \approx 0$) и резонансных частот, то есть малость расстройки δ .

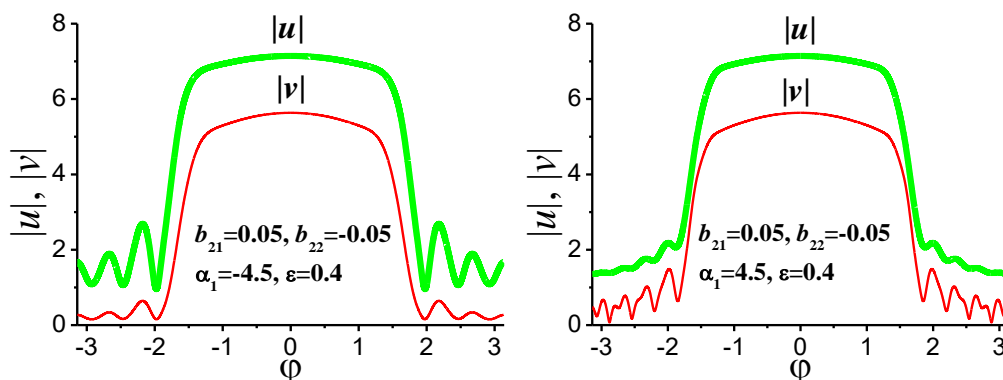


Рис. 1. Профили частотных компонентов платиконов, генерируемых амплитудномодулированной накачкой при ГВГ

Для процесса параметрического распада (генерации половинной частоты) в системе уравнений (1) член, описывающий накачку, был перенесен из первого уравнения во второе ($f_1 = 0$) и вводилось изменение со временем отстройки α_2 ($\alpha_2 = \alpha_2(0) + \beta\tau$, $\tau = \kappa_2 t / 2$, $\alpha_1 = 0.5(\alpha_2 - \delta)$, $\delta = 2(\omega_{02} - 2\omega_{01}) / \kappa_2$). Генерация платиконов также наблюдалась и при амплитудной модуляции накачки $f_2 = F(1 + \varepsilon \cos \varphi)$, и при сдвиге моды накачки за счет взаимодействия мод при $\bar{\omega}_{02} = \omega_{02} - \Delta$, $\alpha_{20} = \alpha_2 - 2\Delta / \kappa_2$ (см. Рис. 2). В отличие от платиконов при ГВГ, при параметрическом распаде генерация наблюдалась при положительных отстройках α_2 для случая $b_{21} > 0$, $b_{22} < 0$, и при отрицательных – для $b_{21} < 0$, $b_{22} > 0$. При этом для первой комбинации дисперсионных коэффициентов сдвиг моды накачки должен быть положительным, а для второй – отрицательным. Профиль компоненты платикона на частоте накачки (v) имеет явно выраженный осциллирующий хвост, в то время как профиль на генерируемой частоте (u) имеет форму, близкую к прямоугольной.

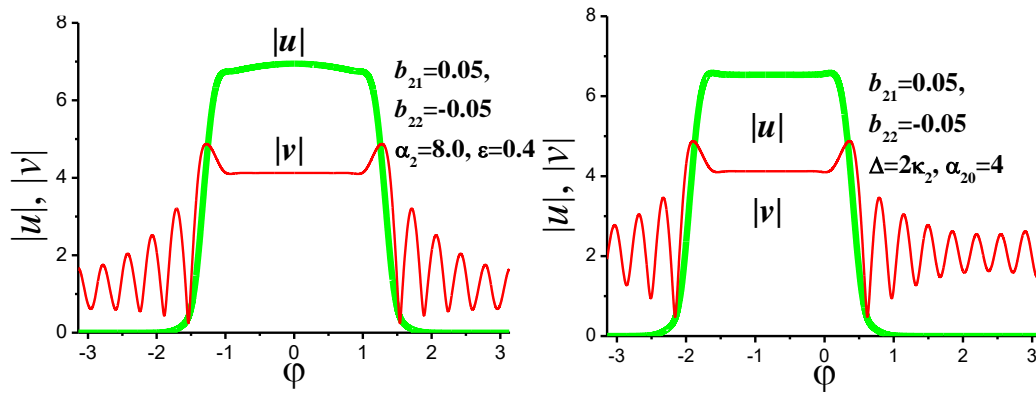


Рис. 2. Профили частотных компонентов платиконов, генерируемых амплитудномодулированной накачкой (левая панель) и при сдвиге моды накачки (правая панель)

Было выявлено, что генерация платиконов при параметрическом распаде менее чувствительна к соотношению абсолютных значений дисперсионных коэффициентов, чем при ГВГ. Интересно, что для случая $|b_{22}/b_{21}| < 1$ наблюдался переход от генерации платикона к генерации светлого солитона. Однако, условие точного согласования резонансных частот и ОСД взаимодействующих гармоник осталось важным для эффективной генерации платиконов при параметрическом распаде, как и для случая ГВГ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 17-12-01413-П).

1. T. Fortier, E. Baumann, *Communications Physics*, **2**(1), 153 (2019).
2. P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T.J. Kippenberg, *Nature*, **450**, 1214 (2007).
3. T.J. Kippenberg, A.L. Gaeta, M. Lipson, and M.L. Gorodetsky, *Science*, **361**, eaan8083 (2018).
4. A. Pasquazi, M. Peccianti, L. Razzari, D. J. Moss, S. Coen, M. Erkintalo, Y.K. Chembo, T. Hansson, S. Wabnitz, P. Del’Haye, X. Xue, A.M. Weiner, and R. Morandotti, *Phys. Rep.*, **729**, 1 (2018).
5. I. Ricciardi, S. Mosca, M. Parisi, F. Leo, T. Hansson, M. Erkintalo, P. Maddaloni, P. De Natale, S.Wabnitz, M. De Rosa, *Micromachines*, **11**, 230 (2020).
6. A. Villois and D.V. Skryabin, *Opt. Express*, **27**, 7098 (2019).
7. A. Villois, N. Kondratiev, I. Breunig, D.N. Puzyrev, and D.V. Skryabin, *Opt. Lett.*, **44**, 4443-4446 (2019).
8. V.E. Lobanov, G. Lihachev, T. J. Kippenberg, and M.L. Gorodetsky, *Opt. Express*, **23**, 7713 (2015).
9. V.E. Lobanov, N.M. Kondratiev, A.E. Shitikov, R.R. Galiev, I.A. Bilenko, *Phys. Rev. A*, **100**, 013807 (2019).
10. X. Xue, P.-H. Wang, Y. Xuan, M. Qi, A.M. Weiner, *Las. Photon. Rev.*, **11**, 1600276 (2017).
11. V.E. Lobanov, N.M. Kondratiev, A.E. Shitikov, I.A. Bilenko, *Phys. Rev. A*, **101**, 013831 (2020).

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ ДВУМЕРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ БЕССЕЛЕПОДОБНЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Долгирев В.О., Шарангович С.Н.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

В данной работе проведено исследование по голографическому формированию двумерных дифракционных оптических элементов бесселеподобным и Гауссовым световым полем в фотополимерных материалах с учетом самодифракции записывающих световых пучков при малых контрастах.

Лучи Бесселя привлекают внимание ученых из-за их способности преодолевать значительные расстояния без расхождений [1-2]. Это открывает широкие перспективы для их использования в оптических пинцетах - устройствах, используемых для оптических манипуляций с микроскопическими объектами [1-2]. Актуальным на сегодняшний день предоставляется поиск более практичных и дешёвых методов получения таких пучков. Одним из эффективных методов формирования дифракционных оптических элементов (ДОЭ), позволяющих преобразовывать световые поля, является голографический с использованием фоточувствительных сред [3-9].

Ранее, в работе [10] исследовалось теоретическое формирование ДОЭ в ФПМ бесселеподобными световыми пучками с учетом самодифракции. Данная работа продолжает цикл исследований и включает в себя теоретическое и экспериментальное исследование голографического формирования двумерных ДОЭ в ФПМ с учетом самодифракции записывающих световых пучков, позволяющих преобразовывать Гауссовы световые поля в бесселеподобные.

В работе [10] было получено выражение для первой гармоники показателя преломления ДОЭ на основе ФПМ:

$$n_1(\tau, x, z, y) = \delta n_p F_2(x, z) \sqrt{m_0(x, z)} \int_0^\tau R(\tau', x, z) H_0(\tau', \tau, x, z, y) d\tau',$$

где $\tau = t/T_m$ – относительное время; δn_p и δn_i – параметры модели, характеризующие изменение n вследствие полимеризации и диффузии компонент материала; $m(x, z) = 2\sqrt{I_0(x, z)I_1(x, z)}(\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2)/[I_0(x, z) + I_1(x, z)]$ – локальный контраст интерференционной картины; $I^0(x) = [I_0(x, z) + I_1(x, z)]$; $I_j(x, z) = |E_j(x, z)|^2, j = 0, 1$ – интенсивность записывающих световых пучков; $R(\tau', x) = \frac{M_0(\tau)}{M_n} - \left(\frac{2^k}{b_x} - C_n\right) \int_0^\tau \frac{M_0(\tau')}{M_n} e^{-\int_{\tau'}^\tau F_1(\tau'') d\tau''} d\tau'$; $M_0(\tau)$ – концентрация мономера для нулевой гармоники; M_n – начальная концентрация мономера; k – степень нелинейности процесса фотополимеризации; $b_{x,z} = b(x, z) = T_p(x, z)/T_m$; $C_n = \delta n_i/\delta n_p$; $F_1(\tau) = 2^k/b_{x,z} + b_m(\tau)$; $b_m(\tau) = \exp[-s(1 - M_0(\tau, x)/M_n)]$; $H_0(\tau', \tau, x, y) = 1 + \sqrt{\frac{iF_2(x)\Gamma}{y/d} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau''} \cdot J_1\left[2\sqrt{iF_2(x)\Gamma \frac{y}{d} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau''}\right]$; $F_2(x) = \frac{2^k}{b_x} \cdot \frac{2k}{1+m_0(x)}$; $\Gamma = \delta n_p G d = \omega d \delta n_p / 2c \cos \varphi_1$ – нормализованный коэффициент связи, характеризующий эффективность взаимодействия световых волн с решеткой; $G = \pi/(\lambda \cos \theta_0)$; λ, θ_0 – длина волны света и угол записи в материале для волны E_0 .

Выражение для первой гармоники показателя преломления определяет временную динамику пространственного распределения амплитуды дифракционной решетки с учетом самодифракции записывающих световых пучков. В областях малого контраста происходит запись дополнительных решеток, обладающей амплитудно-фазовую неоднородностью вдоль всей решетки.

При считывании такой структуры это приводит к усилению уровня боковых максимумов дифрагировавшего светового пучка.

На рис. 1 и 2 представлена экспериментальная установка по голографическому формированию и считыванию ДОЭ [11-17].

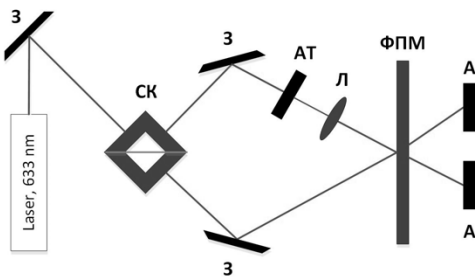


Рис. 1. Схема установки для формирования ДОЭ

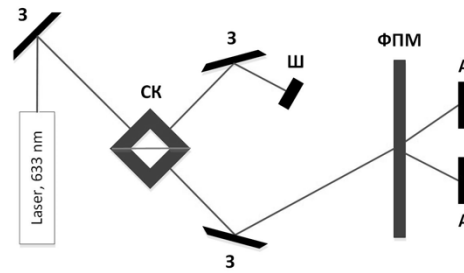
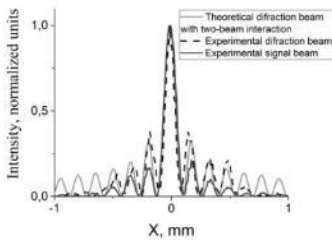
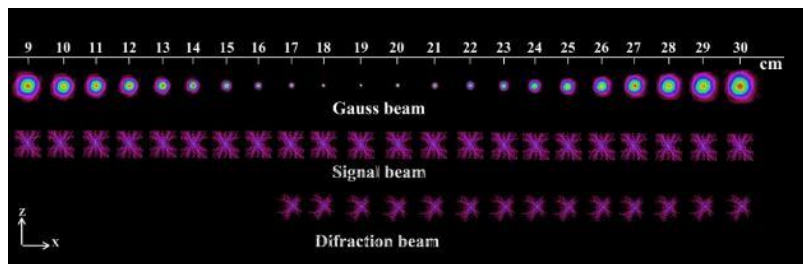


Рис. 2. Схема установки для считывания ДОЭ

Гелий-неоновый (He-Ne) лазер с длиной волны излучения 633 нм формирует опорный световой пучок с Гауссовым световым распределением диаметром 1 мм и мощностью 2 мВт. После отражения от зеркала (З) пучок разделяется на два с помощью светоделительного кубика (СК). Далее, сигнальный пучок посредством амплитудного транспаранта (АТ) преобразует Гауссово распределение интенсивности света в двумерное бесселеподобное. АТ имел ширину концентрической щели 0.05 мм и диаметр кольца 0.4 мм. Расстояние от АТ до линзы (Л) и от линзы до ДОЭ соответствовало фокусному расстоянию самой линзы (23 см). Угол падения опорного и сигнального пучка составлял 5 градусов. В объеме образца ФПМ опорный и сигнальный пучок интерферируют. Далее, следуя голографическому принципу, в нем формируется фазовая пропускающая голограмма. В качестве ФПМ использовались фотополимерные пленки «ГФПМ633.5» производства ООО «Полимерные голограммы – Новосибирск» с толщиной слоя 45 ± 5 мкм на стеклянной подложке толщиной $1 \pm 0,1$ мм. Анализатор лазерных пучков (А) фиксирует распределение интенсивности проходящего сигнального и опорного пучка. Для считывания полученной голограммы, сигнальный световой пучок перекрывался штормкой (Ш). На выходе дифракционного оптического элемента (ДОЭ) анализатором фиксировалось распределение интенсивности дифрагировавшего светового пучка.



а



б

Рис. 3. Нормированные профили распределения интенсивности сигнального, теоретического и экспериментального дифрагировавшего светового пучка вдоль координаты «х» (а) и двумерные профили интенсивности Гауссова, сигнального и дифрагировавшего пучка от расстояния между линзой и ПЗС-камерой (б)

Для сопоставления представленной теоретической модели и результатов эксперимента было проведено численное моделирование. На рис. 3а приведены нормированные профили распределения интенсивности дифрагировавшего светового пучка, рассчитанного из соотношения дифракционных эффективностей с помощью модели, учитывающей эффекты двухпучковых взаимодействий. Из рис. 3а видно, что боковые максимумы у дифрагировавшего пучка (экспериментального и теоретического) усилены по уровню, вследствие эффекта самодифракции. На рис. 3б представлены экспериментально полученные двумерные профили интенсивности Гауссова, сигнального и дифрагировавшего пучка от расстояния между линзой и ПЗС-камерой [18]. Ширина сигнального и дифрагировавшего светового пучка остается

практически постоянной, тогда как ширина Гауссова пучка изменяется в разы на небольшом расстоянии.

Таким образом, в данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование голографического формирования двумерных ДОЭ в ФПМ с учетом самодифракции записывающих световых пучков, позволяющих преобразовывать Гауссово световое поле в двумерное бесселеподобное.

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

1. G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides, *Optics Letters*, **32**, №8, 979-981, (2007).
2. Н.А. Хило, Е.С. Петрова, А.А. Рыжевич, *Квантовая электроника*, **31**, 85, (2001).
3. А.Ю. Костылев, И.В. Ильина, Т.Ю. Черезова, А.В. Кудряшов, *Оптика атмосферы и океана*, **20**, №11, 1028-1032, (2007).
4. А.А. Казак, Л.А. Казак, А.Л. Толстик, Е.А. Мельникова, *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*, **1**, 3-6, (2011).
5. N.A. Groshenko, O.S. Makalish, A.V. Volyar, *Technical Physics*, **43**, 1450, (1998).
6. A.V. Carpentier, *American Journal of Physics*, **76**, 916, (2008).
7. S.N. Sharangovich, E.A. Dovolnov, *Organic Optoelectronics and Photonics. International Society for Optics and Photonics*, **5464**, 399, (2004).
8. А.О. Семкин, С.Н. Шарангович, *Известия вузов. Физика*, **60**, № 11, 109, (2017).
9. А.О. Semkin, S.N. Sharangovich, *Russian Physics Journal*, **60**, №11, 1971, (2018).
10. В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович, *Сборник трудов XI Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики-2019»*, 158, (2019).
11. В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович, Д.И. Дудник, А.О. Семкин, *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, **84**, № 1, 26, (2020).
12. E.S. Kovalenko et al., *Optoelectronic Information Systems and Processing. International Society for Optics and Photonics*, **4513**, 75, (2001).
13. E.A. Dovolnov, S.V. Ustyuzhanin, S.N. Sharangovich, *Russian Physics Journal*, **50**, 58, (2007).
14. В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович, *Сборник трудов Международной конференции «Квантовая электроника»*, **29**, (2019).
15. V.O. Dolgirev, I.D. Dudnik, A.O. Semkin, S.N. Sharangovich, *Journal of physics: conference series*, **1368**, 022054, (2019).
16. V.O. Dolgirev, I.D. Dudnik, A.O. Semkin, S.N. Sharangovich, *IOP Conference Series: Materials Science And Engineering*, **597**, № 1, 012068, (2019).
17. V.O. Dolgirev, S.N. Sharangovich, A.O. Semkin, *Journal of Physics: Conference Series*, **1499**, 012032 (2020).
18. А.О. Semkin, S.N., Sharangovich, *Ferroelectricss*, **544**, № 1, 104, (2019).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МНОГОСЛОЙНЫМИ НЕОДНОРОДНЫМИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ ДИФРАКЦИОННЫМИ СТРУКТУРАМИ НА ОСНОВЕ ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Дудник Д.И., Шарангович С.Н.

Томский Государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

В работе представлена теоретическая модель взаимодействия светового излучения с многослойными неоднородными голографическими дифракционными структурами на основе фотополимерных материалов с учетом различия амплитудных профилей первых гармоник показателя преломления каждого слоя. Для определения дифракционного светового поля на выходе всей структуры, применен матричный метод описания преобразования световых волн в многослойных средах, на основе их передаточных функций. Представлены аналитические выражения для матриц перехода неоднородных слоев МНГДС на основе голографических фотополимерных решеток.

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

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

В работах [2-6] представлены модели дифракции плоских волн на многослойных дифракционных структурах, которые учитывают лишь экспоненциально затухающий вид неоднородности амплитудных профилей решеток, или не учитывают её совсем. Однако, при решении задачи нелинейной записи голографических дифракционных структур (ГДС), в том числе и многослойных, в фотополимерных материалах, было установлено, что амплитудные пространственные профили решеток МНГДС в процессе записи в поглощающих ФПМ являются различными и существенно отличающимися от экспоненциального, как показано в работах [7, 8].

Целью работы является разработка аналитической модели брэгговского взаимодействия световых пучков с неоднородной МНГДС при произвольной эффективности дифракции, которая описывает угловые спектры и пространственные распределения дифракционного поля с использованием формализма передаточных функций, для дальнейшего исследования путем численного моделирования дифракционных характеристик таких структур при различной степени неоднородности амплитудных профилей решеток.

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

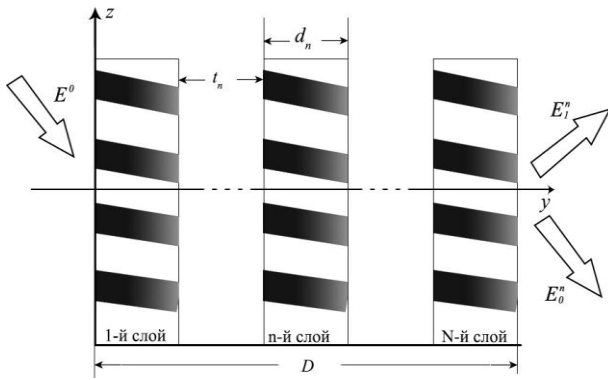


Рис. 1. Схема дифракции на МНГДС

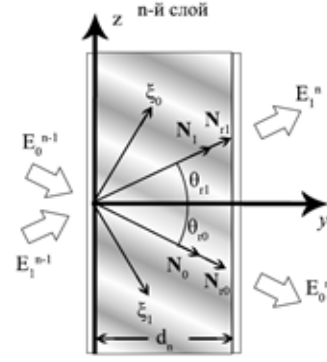


Рис. 2. Схема дифракции на n -ом слое МНГДС

Для определения дифракционного светового поля на выходе МНГДС, состоящей из N ГДС на основе ФПМ, которые разделены $N-1$ промежуточными слоями, воспользуемся матричным методом описания преобразования плоских световых волн в многослойных средах [3, 9]. Распределение дифрагирующих пучков на выходе n -го слоя МНГДС зависит от распределения дифрагирующих пучков на выходе предыдущего слоя. (Рис.2). Взаимодействие световых полей 0-го и 1-го дифракционных порядков в n -м слое МНГДС толщиной d_n представляется в виде :

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

где введены обозначения:

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

Здесь \mathbf{T}^n – матричная передаточная функция (матрица перехода) n -го слоя МНГДС; $E_i^{n-1}(\omega, \theta)$, $E_i^n(\omega, \theta)$ – частотно-угловые спектры (ЧУС) на входе и выходе n -го слоя. Компоненты матрицы перехода \mathbf{T}^n определяются на основе полученных в данной работе аналитических решений двумерных уравнений связанных волн в частных производных и описываются следующими выражениями:

$$T_{00}(\theta) = 1 - \frac{b_0^{m2}}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp \left[i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q) \right] \times \sinh \left[\frac{cs(1+q)}{2} \right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (2)$$

$$T_{01}(\theta) = -i \frac{b_0^m}{2} \sqrt{\frac{v_1}{v_0}} \int_{-1}^{+1} \exp \left[-i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q) \right] \times \cosh^{-1} [c(s(1-q)/2-t)] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha, 1; w) dq, \quad (3)$$

$$T_{10}(\theta) = -i \frac{b_1^m}{2} \sqrt{\frac{v_0}{v_1}} \int_{-1}^{+1} \exp \left[-i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q) \right] \times \cosh^{-1} [c(s(1-q)/2-t)] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha, 1; w) dq, \quad (4)$$

$$T_{11}(\theta) = 1 - \frac{b_1^{m2}}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp \left[i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q) \right] \times \sinh \left[\frac{cs(1+q)}{2} \right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (5)$$

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

$$w = \frac{\sinh [cs(1-q)/2] \sinh [cs(1+q)/2]}{\cosh [ct] \cosh [c(s-t)]}; \quad A = (cs \cdot \cosh [ct] \cosh [c(s-t)])^{-1}; \quad \alpha = b_j^m; \quad b_j^m = \frac{d_n \cdot C_j^m}{\sqrt{v_0 v_1}};$$

$\delta = d_n(\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1) / 2v_1$; d_n – толщина n -го слоя; $\eta_j = \pm \sin \theta_j$; $v_j = \cos \theta_j$; θ_j – углы между групповыми нормальными \mathbf{N}_{jj}^m и осью y (рис. 2); C_j^m – коэффициенты связи.

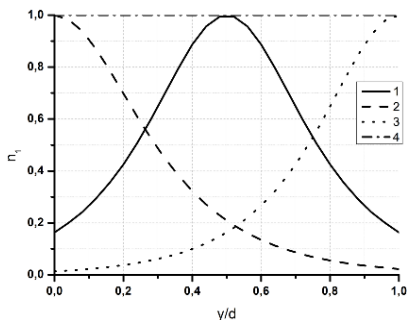


Рис. 3. Характерные варианты неоднородностей профиля в одном слое МНГДС

Параметры c , s , t находятся для каждого слоя отдельно путем аппроксимации нормированного пространственного профиля амплитуды первой гармоники показателя преломления $n_1(y)$ ГДС, полученной при записи МНГДС, функцией

$$n_1(y, c, s, t) = ch^{-1}[c(sy - t)]. \quad (6)$$

Параметры c , s , t определяют, соответственно, степень неоднородности, асимметрии и смещения $n_1(y)$. При этом погрешность аппроксимации не превышает 1 %

Следует отметить, что в частном случае взаимодействия плоских волн в МНГДС на основе ГДС с однородными профилями $n_1(y)$, компоненты T_{ij}

матрицы перехода \mathbf{T}^n , переходят в известные [1, 3].

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

$$\mathbf{A}^n = \begin{bmatrix} \exp(-i(\mathbf{k}_1^n \cdot \mathbf{y}_0)t_n) & 0 \\ 0 & \exp(-i(\mathbf{k}_0^n \cdot \mathbf{y}_0)t_n) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

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

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

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

Таким образом, в работе представлена самосогласованная аналитическая модель брэгговского взаимодействия световых пучков с неоднородными МНГДС на основе ФПМ, которая описывает угловые спектры и пространственные распределения дифракционного поля с использованием формализма передаточных функций. Выражения (1) – (8) создают математическую основу для расчета дифракционных характеристик МНГДС, а также для описания преобразование светового излучения со сложным ЧУС при его взаимодействии с МНГДС на основе ФПМ.

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

1. G.P. Nordin, A.R. Tanguay, *Optics Letters*, **17**, №23, 1709-1711, (1992).
2. Y. Aimin, L. Liren, Z. Yanan, S. Jianfeng, *JOSA A*, **26**, №1, 135-141, (2008).
3. Е.Ф Пен, М.Ю. Родионов, *Квантовая электроника*, **40**, № 10, 919–924, (2010).
4. X. Yan, X. Wang, Y. Chen, *Applied Physics B*, **125**(5), 1-8, (2019).
5. S.S. Wang, R. Magnusso, *Applied optics*, **34**(14), 2414-2420, (1995).
6. X. Yan, L. Gao, X. Yang, Y. Dai, Y. Chen, G. Ma, *Optics Express*, **22**(21), 26128-261140, (2014).
7. S.N. Sharangovich, E.A. Dovolnov, *Proc. of SPIE*, **5464**, 399-410, (2004).
8. Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович, *Сборник трудов XI Международной конф. «ФПО-2019»*, 176-179, (2019).
9. С.Н. Шарангович, *Радиотехника и электроника*, **40**, №5, 1121–1122, (1995).

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

Васильева О.Ф., Зинган А.П., Васильев В.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдова

Изучена динамика экситон-поляритонов в микрорезонаторе в режиме параметрического осциллятора. Было предположено, что накачка осуществляется двумя лазерными импульсами с близкими частотами. Теоретически получены периодические и аperiodические режимы эволюции системы.

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами. Такие состояния называют микрорезонаторными экситон-поляритонами. Они возникают благодаря сильной связи экситонов с собственными модами электромагнитного излучения микрорезонатора. В условиях сильной связи экситонная и фотонная моды расталкиваются и возникают верхняя и нижняя микрорезонаторные поляритонные моды. Непараболичность нижней поляритонной ветви допускает возникновение параметрического процесса, в результате которого два поляритона накачки рассеиваются в сигнальную и холостую моды с сохранением энергии и импульса. Поэтому огромный интерес вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильно нелинейные свойства.

Микрорезонаторные экситон-поляритоны обладают бистабильностью при низких оптических мощностях благодаря их сильным нелинейностям [1]. Поляризационная зависимость нелинейностей вызывает поляризационную мультистабильность [2], которая может быть использована для создания спиновых запоминающих устройств [3], логических вентилей [4] или переключателей [5].

В [6–8] при исследовании свойств оптического параметрического осциллятора использовались два одинаковых фотона накачки на нижней ветви поляритонного закона дисперсии. Однако в [9, 10] было показано, что два различных пучка накачки можно конвертировать в два вырожденных на частоте фотонов сигнальной и холостой мод. Наличие двух различных пучков накачки дает большие возможности для генерации сигнального и холостого пучков с наперед заданными свойствами.

Мы изучили изменение во времени плотности поляритонов при накачке нижней ветви в двух близких по энергии точках закона дисперсии. Рассматриваем поведение системы поляритонов в нестационарном режиме, когда накачка осуществляется фемто- и пикосекундными импульсами лазерного излучения. В этом случае можно считать, что ультракороткие импульсы возбуждения служат лишь для создания начальных плотностей поляритонов, т.е. начальных условий системы. Затем система предоставляется самой себе и эволюционирует во времени. Такая постановка задачи используется и при исследовании явления оптической нутации в пространственно однородной системе двухуровневых атомов либо экситонов. С помощью ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения в микрорезонаторе создается система когерентных экситон-поляритонов. Микрорезонатор обеспечивает пространственное ограничение области существования поляритонов, которые взаимно превращаются друг в друга. Квантовая яма, в которой возникают поляритоны, вставляется в брэгговскую структуру, которая характеризуется определенным пропусканием, отражением и потерями. Особенности эволюции системы будут проявляться в генерации вторичных субимпульсов либо периодического излучения на частотах экситон-поляритонов.

Мы рассматриваем ситуацию, когда поляритоны возбуждаются на нижней ветви закона дисперсии под «магическим» углом (рисунок). В [11, 12] показано, что процесс параметрического рассеяния двух поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды описывается гамильтонианом вида:

$$\frac{1}{\hbar}H = \omega_{p_1} \hat{a}_{p_1}^+ \hat{a}_{p_1} + \omega_{p_2} \hat{a}_{p_2}^+ \hat{a}_{p_2} + \omega_s \hat{a}_s^+ \hat{a}_s + \omega_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \mu (\hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_{p_1} \hat{a}_{p_2} + \hat{a}_{p_1}^+ \hat{a}_{p_2}^+ \hat{a}_s \hat{a}_i) \quad (1)$$

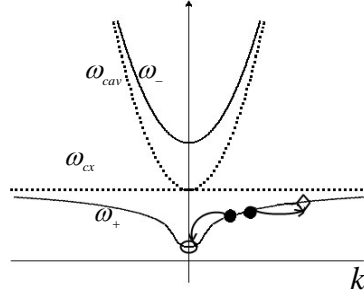


Рисунок. Энергии поляритонов верхней и нижней ветвей (ω_{\pm}). Дисперсия собственных частот микрорезонатора ω_{cav} и экситона ω_{ex} . Два поляритона накачки рассеиваются в сигнальную и холостую моды

где $\omega_{p_1}, \omega_{p_2}, \omega_s$ и ω_i - собственные частоты поляритонов накачки первого и второго импульса, сигнальной и холостой мод соответственно, $\hat{a}_{p_1}, \hat{a}_{p_2}, \hat{a}_s, \hat{a}_i$ - операторы уничтожения поляритонов, μ - константа параметрической поляритон-поляритонной конверсии. Используя (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов $\hat{a}_{p_1}, \hat{a}_{p_2}, \hat{a}_s, \hat{a}_i$. Усредняя эту систему уравнений и используя приближение среднего поля (mean field approximation), для комплексных амплитуд поляритонов $a_{p_1} = \langle \hat{a}_{p_1} \rangle, a_{p_2} = \langle \hat{a}_{p_2} \rangle, a_s = \langle \hat{a}_s \rangle$ и $a_i = \langle \hat{a}_i \rangle$ и вводя далее в рассмотрение плотности поляритонов $n_{p_1} = a_{p_1}^* a_{p_1}, n_{p_2} = a_{p_2}^* a_{p_2}, n_s = a_s^* a_s, n_i = a_i^* a_i$ и две компоненты «поляризации» $Q = i(a_{p_1} a_{p_2} a_s^* a_i^* - a_s a_i a_{p_1}^* a_{p_2}^*)$ и $R = a_{p_1} a_{p_2} a_s^* a_i^* + a_s a_i a_{p_1}^* a_{p_2}^*$, получаем следующую систему нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{p_1} &= \mu Q, \quad \dot{n}_{p_2} = \mu Q, \quad \dot{n}_s = -\mu Q, \quad \dot{n}_i = -\mu Q, \\ \dot{Q} &= \Delta R + 2\mu(n_s n_i (n_{p_2} + n_{p_1}) - n_{p_1} n_{p_2} (n_i + n_s)), \quad \dot{R} = -\Delta Q, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Delta = \omega_{p_1} + \omega_{p_2} - \omega_s - \omega_i$ - расстройка резонанса. Систему уравнений (2) дополняем начальными условиями

$$\begin{aligned} n_{p_1|t=0} &\equiv n_{p_1 0} = |a_{p_1 0}|^2, \quad n_{p_2|t=0} \equiv n_{p_2 0} = |a_{p_2 0}|^2, \\ n_{s|t=0} &\equiv n_{s 0} = |a_{s 0}|^2, \quad n_{i|t=0} \equiv n_{i 0} = |a_{i 0}|^2, \\ Q_{t=0} &\equiv Q_0 = 2\sqrt{n_{p_1 0} n_{p_2 0} n_{s 0} n_{i 0}} \sin \theta_0, \\ R_{t=0} &\equiv R_0 = 2\sqrt{n_{p_1 0} n_{p_2 0} n_{s 0} n_{i 0}} \cos \theta_0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\theta_0 = \varphi_{s 0} + \varphi_{i 0} - \varphi_{p_1 0} - \varphi_{p_2 0}$ - начальная разность фаз.

Из (2) получаем интегралы движения, и далее для удобства вводим нормированные величины $y = n_{p_1} / n_{p_1 0}, \bar{n}_{p_2 0} = n_{p_2} / n_{p_1 0}, \bar{n}_{s 0} = n_s / n_{p_1 0}, \bar{n}_{i 0} = n_i / n_{p_1 0}, \alpha = \frac{\Delta}{2\mu n_{p_1 0}}, \tau = t\mu n_{p_1 0}$.

Тогда систему уравнений (2) приводим к одному нелинейному дифференциальному уравнению для нормированной плотности поляритонов накачки первого импульса y

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dy}{d\tau} \right)^2 + W(y) = 0, \quad (4)$$

где

$$W(y) = -\left(2y(y-1+\bar{n}_{p_2,0})(1+\bar{n}_{s,0}-y)(1+\bar{n}_{i,0}-y) - \left(\sqrt{\bar{n}_{p_2,0}\bar{n}_{s,0}\bar{n}_{i,0}} \cos\theta_0 + \alpha(1-y)\right)^2\right).$$

Вид решения $y(\tau)$ уравнения (4) определяется корнями алгебраического уравнения $W(y)=0$, которые зависят от параметров $\bar{n}_{p_2,0}$, $\bar{n}_{s,0}$, $\bar{n}_{i,0}$, α и θ_0 .

Нами были найдены аналитические решения уравнения (4). Получено, что при накачке нижней поляритонной ветви в двух близких точках закона дисперсии возможен периодический и аperiodический процессы превращения пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод, а также покой системы. Режим покоя будет наблюдаться только в условиях точного резонанса при $\theta_0=0$, когда одна из начальных плотностей поляритонов накачки меньше либо равна начальной плотности поляритонов холостой моды. Период и амплитуда колебаний плотностей поляритонов существенно зависят от начальных плотностей поляритонов накачки, сигнальной и холостой мод, начальной разности фаз и расстройки резонанса. Существенная зависимость периода и амплитуды колебаний поляритонов от начальной разности фаз свидетельствует о возможности фазового управления динамикой системы.

Необходимо отметить, что при накачке поляритонной ветви в одной точке закона дисперсии в нерезонансном случае при начальной разности фаз равной $\theta_0=0$ также наблюдался периодический режим эволюции превращения пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод, а также покой системы при отличных от нуля начальных параметров системы, чего не наблюдается при накачки в двух близких по энергии точках закона дисперсии. В условиях точного резонанса при $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, наблюдался только аperiodический режим эволюции превращения пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод [6–8]. Таким образом, введение двух независимых накачек приводит к увеличению степеней свободы системы. Возникают новые бифуркационные переходы от периодического режима эволюции к аperiodическому.

1. A. Baas, J-Ph. Karr, H. Eleuch, E. Giacobino, *Phys. Rev.*, **A 69**, 023819, (2004).
2. N.A. Gippius, I.A. Shelykh, D.D. Solnyshkov, S.S. Gavrilov, Y.G. Rubo, A.V. Kavokin, S.G. Tikhodeev, G. Malpuech, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 236401, (2007).
3. R. Cerna, Y. Leger, T.K. Paraiso, M. Wouters, F. Morier-Genoud, M.T. Portalla – Oberli, B. Deveaud, *Nat. Commun.*, **4**, 2008, (2013).
4. T.C.H. Liew, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 016402, (2008).
5. A. Amo, T.C.H. Liew, C. Adrados, R. Houdre, E. Giacobino, A.V. Kavokin, A. Bramati, *Nat. Photon.*, **4**, 361, (2010).
6. О.Ф. Васильева, П.И. Хаджи, *Оптика и спектроскопия*, **115**, 922, (2013).
7. П.И. Хаджи, О.Ф. Васильева, *ФТТ*, **53**, 1216, (2011).
8. P.I. Khadzhi, O.F. Vasilieva, *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, **9**, 295 (2014).
9. C.J. Mc Konstrie, S. Radic, M.G. Raymer, *Opt. Express*, **12**, 5037, (2004).
10. Y. Okawachi, M. Yu. K. Luke, D.O. Carvalho, S. Ramelow, A. Farsi, M. Lipson, A.L. Gaeta, *Opt. Lett.*, **40**, 5267, (2015).
11. M.M. Glazov, K.V. Kavokin, *Phys. Rev.*, **B 73**, 245317, (2006).
12. О.Ф. Васильева, и др., [Электронный ресурс] Нелинейная динамика параметрических осцилляций экситон-поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе Режим доступа: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=42320785> (Дата обращения: 21.05.2020).
13. П.И. Хаджи, О.Ф. Васильева, [Электронный ресурс] Динамика экситон-поляритонного параметрического осциллятора. Режим доступа: <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/1471> (Дата обращения: 21.05.2020).

ОПТИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА ЭРБИЙ-ИТТЕРБИЕВОГО ЛАЗЕРА

Косинский И.В., Иванов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе рассматривается модель самоохлаждающегося лазера с активным элементом, который легирован двумя редкоземельными трехвалентными ионами - иттербием и эрбием. Охлаждение активного элемента осуществляется за счет антистоксовой флуоресценции, реализуемой в процессе оптической накачки на ионах иттербия. В работе найдены оптимальные концентрации ионов иттербия и эрбия для достижения максимальной эффективности оптического охлаждения активного элемента.

Введение

Твердотельные лазеры с безопасным для глаз излучением широко используются в производстве, науке, медицине и военной сфере. Из-за небольших интенсивностей генерируемого излучения проблема охлаждения активных элементов до сих пор ещё не становилась актуальной, но с ростом интенсивностей накачки и генерации оптимальное решение проблемы охлаждения, безусловно, оказывается важным.

Одним из направлений поиска такого решения является оптическое охлаждение в активных элементах твердотельных лазеров, реализация которого сделала бы их функционирование крайне благоприятным. Например, это исключило бы необходимость использовать в конструкции лазера внешние элементы охлаждения, такие как водяные контуры совместно с чиллерами. Идея лазера, работающего без выделения тепла, впервые была высказана в 1999 году С. Боуманом [1]. В предложенной Боуманом схеме процессы лазерной генерации и оптического охлаждения протекают в одной и той же системе ионов. Такие лазеры были названы радиационно-сбалансированными (РСЛ) [1] или самоохлаждающимися [2].

Модель

Использование твердотельных систем с двумя типами редкоземельных ионов открывает возможность для реализации самоохлаждения активного элемента лазера. При этом один из ионов (иттербий) можно использовать для охлаждения системы, а второй ион (эрбий) для получения генерации лазерного излучения. Особенностью рассматриваемой в настоящей работе системы является совмещение процесса накачки и охлаждения, что уменьшает тепловую нагрузку на кристаллическую систему и приводит к её самоохлаждению. На рис. 1 изображена схема энергетических уровней ионов эрбия и иттербия, и указаны наиболее вероятные в рассматриваемой схеме электронные переходы, индуцированные оптической накачкой.

Как показано на схеме (рис. 1), возбуждение иона иттербия происходит за счет падающего непрерывного излучения с частотой ω , которое находится в резонансе с электронным переходом между верхним основным и нижним возбужденным штатковскими подуровнями. Процесс оптического охлаждения системы реализуется за счет антистоксовой флуоресценции [3]. Передача возбуждения между донором (Yb^{3+}) и акцептором (Er^{3+}) осуществляется за счет безызлучательного переноса энергии со скоростью W_{DA} . Данный способ накачки акцептора приводит не только к ир-конверсии энергии возбуждения [4] со скоростями W_{UC1} , W_{UC2} и W_{UC3} , но и к процессу кумуляции со скоростью W_{CU} [5]. В конечном итоге тепловая нагрузка системы увеличивается вследствие передачи энергии в электрон-колебательной системе в процессе безызлучательной релаксации возбужденных электронных состояний эрбия.

Лазерная генерация такой системы происходит на ионах эрбия между метастабильным уровнем $^4I_{13/2}$ и основным уровнем $^4I_{15/2}$ на длине волны 1,54 мкм. Однако стоит отметить, что в расчётах рассматриваются только процессы, связанные с оптической накачкой и приводящие к изменению температуры активного элемента, а процессы, участвующие в генерации излучения, не учитываются.

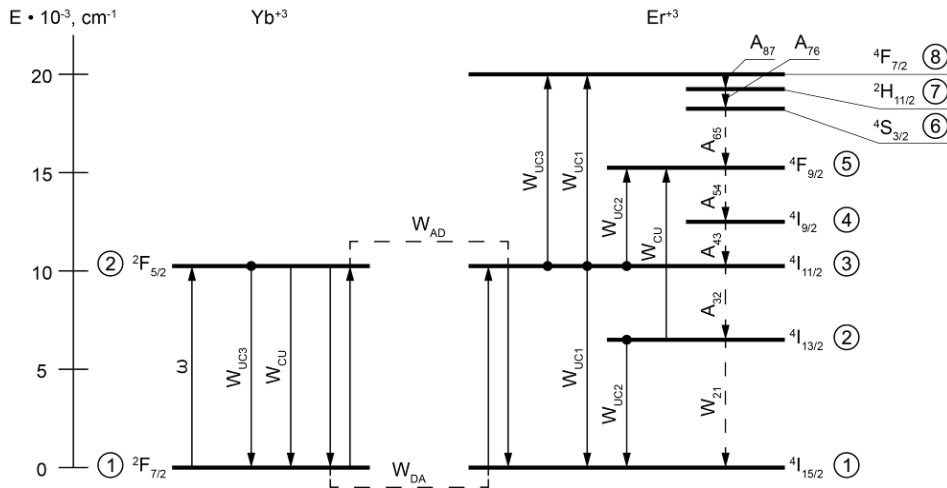


Рис. 1. Энергетическая схема электронных уровней ионов Yb и Er. На схеме использованы следующие обозначения: ω – резонансное возбуждение иттербия; W_{DA} (W_{AD}) – безызлучательный перенос энергии; W_{UC1} , W_{UC2} и W_{UC3} – up-конверсии; W_{CU} – кумуляция; A_{32} , A_{43} , A_{54} , A_{65} , A_{76} , A_{87} – безызлучательные релаксации возбужденных уровней эрбия; W_{21} – излучательная релаксация метастабильного уровня эрбия

Результаты

Для определения характеристик оптического охлаждения необходимо учитывать все процессы, которые способствуют изменению температуры рассматриваемой легированной системы. Полная мощность P_{net} , выделяющаяся в системе, определяется разницей между мощностью нагрева P_{heat} и мощностью охлаждения P_{cool} :

$$\begin{aligned} P_{net} &= P_{heat} - P_{cool}, \\ P_{heat} &= P_{im} + P_{nr}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь P_{im} – мощность, поглощаемая сторонними примесными ионами (преимущественно, металлов), а P_{nr} – мощность, создаваемая вследствие безызлучательной релаксации ионов эрбия и иттербия. Стоит отметить, что если $P_{cool} > P_{heat}$, то происходит охлаждение системы.

Если известна чистая мощность охлаждения, то можно определить временную зависимость температуры системы. Уравнение, описывающее зависимость температуры образца во времени, можно записать в виде [6]:

$$C_m \rho_d \frac{dT}{dt} = P_{net}(T) + P_{load}(T), \quad (2)$$

где C_m , – удельная теплоемкость активного элемента, ρ_d – плотность лазерного кристалла, а P_{load} – тепловая нагрузка окружающей лазерный кристалл среды.

Из формул (1) и (2), можно получить временные зависимости температуры лазерного кристалла для различных отношений концентраций иттербия к эрбию. Данные зависимости представлены на Рис. 2. Так же на Рис. 3 представлена зависимость населённости метастабильного уровня ионов эрбия при различных соотношениях концентраций ионов иттербия к эрбию в конце охлаждения (через 500 с).

Из рис. 2 видно, что при отношении $N_{Yb}/N_{Er} = 15$ температура активного элемента изменяется незначительно. Соответственно, при концентрациях ионов иттербия $N_{Yb} = 1,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и эрбия $N_{Er} = 1,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ данная модель РСЛ работает в режиме самоохлаждения. Видно, что с увеличением концентрации ионов Yb^{3+} характеристики охлаждения возрастают. Так примерно за время $t = 180 \text{ с}$ достигается стабильная минимальная температура активного элемента $T = 144,2 \text{ К}$ ($N_{Yb}/N_{Er} = 30$). На рис. 3 показано, что при соотношениях $N_{Yb}/N_{Er} = 20, 25$ и 30 достигается инверсия населенности.

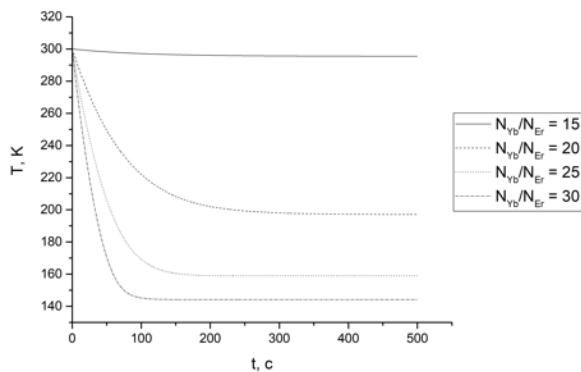


Рис. 2. Временные зависимости температуры образца для различных отношений концентраций иттербия к эрбию

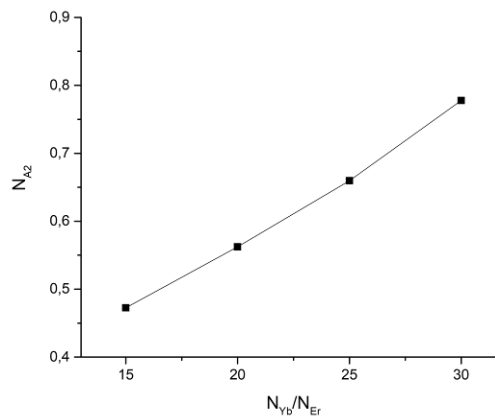


Рис. 3. Населенность метастабильного уровня ионов эрбия при различных соотношениях концентраций ионов иттербия к эрбию в конце охлаждения

Вывод

В данной работе проведено исследование временной зависимости рабочей температуры активного элемента при различных концентрациях ионов иттербия и эрбия. Было определено пороговое отношение концентрации иттербия к эрбию, при котором осуществляется не только накачка, но и самоохлаждение лазера. Используя предложенный в работе теоретический подход, позволяет подробно изучить тепловую нагрузку активного элемента.

1. S.R. Bowman, *IEEE journal of quantum electronics*, **35**, 115-122, (1999).
2. S.V. Petrushkin, R.N. Shakhmurov, V.V. Samartsev, *Laser physics*, **12**, 1387-1390, (2002).
3. A. Ivanov, Y. Rozhdestvensky, E. Perlin, *Applied optics*, **55**, 7764-7770, (2016).
4. А.М. Ткачук, Ю.А. Сарычев., *Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики*, **43**, 109-126, (2007).
5. L.O. Byshevskaya-Konopko, *Journal of Optical Technology*, **80**, 594-600, (2013).
6. B.C. Edwards, *Journal of Applied Physics*, **86**, 6489-6493, (1999).

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ПЛАЗМОННОЙ ОБОЛОЧЕЧНОЙ НАНОЧАСТИЦЕЙ

Чмерева Т.М.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Получены выражения для индуцированных падающей световой волной дипольного и квадрупольного моментов оболочечной частицы, осциллирующих с удвоенной частотой. Показано, что положения резонансов мощности второй гармоники существенно зависят от диэлектрической проницаемости ядра частицы и его размера.

Генерация оптических гармоник при взаимодействии лазерного излучения с наночастицами представляет собой один из интересных и важных с прикладной точки зрения эффектов нелинейной оптики. Благодаря локализованным плазмонам в наночастицах из благородных металлов наблюдается резкое увеличение интенсивности гармоник. В данной работе рассмотрена генерация второй гармоники (ГВГ) в сферической наночастице с диэлектрическим ядром и плазмонной оболочкой.

В модели свободного электронного газа объемная плотность тока с удвоенной частотой, наведенная в наночастице падающей электромагнитной волной, играет роль источника в процессе ГВГ [1]

$$\mathbf{j}_{2\omega} = -i \frac{e^3 n}{4m^2 \omega^3} \nabla (\mathbf{E}_\omega^2) - i \frac{e}{4\pi m \omega} (\nabla \cdot \mathbf{E}_\omega) \mathbf{E}_\omega, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд, m – масса электрона, n – концентрация электронов металла, ω – частота волны, \mathbf{E}_ω – амплитуда электрического поля в металле.

Уравнение неразрывности с плотностью тока (1) определяет нелинейную объемную плотность заряда. Кроме того, плотность тока (1) дает вклад в поверхностную плотность заряда с удвоенной частотой [2], возникающую на поверхностях оболочки наночастицы с радиусами R_1 и R_2

$$\sigma_{2\omega} \Big|_{R_1}^{R_2} = \frac{i}{2\omega} \left(-\operatorname{div}_\tau (\sigma_\omega V_{\omega\tau}) \Big|_{R_1+0}^{R_2-0} \pm j_{2\omega,r} \Big|_{R_1+0}^{R_2-0} \right), \quad (2)$$

где div_τ – поверхностная дивергенция, σ_ω – поверхностная плотность заряда на основной частоте, $V_{\omega\tau}$ – касательная составляющая скорости электрона, $j_{2\omega,r}$ – радиальная составляющая плотности нелинейного тока (1), взятая со знаком «+» для внешней и со знаком «-» для внутренней поверхности оболочки частицы.

Как известно [3], существенный вклад в ГВГ металлическими наночастицами вносит нормальная составляющая вектора поверхностной поляризации, пропорциональная квадрату радиальной компоненты напряженности электрического поля вблизи границы металла. Также как в работе [2] учет этого вклада произведен посредством введения мощности $\tau_{2\omega}$ дипольного слоя на поверхности металла, которая пропорциональна произведению поверхностной плотности σ_ω , возникающей за счет движения свободных электронов, и радиальной составляющей скорости электрона $V_{\omega,r}$.

В рамках квазистатической теории возмущений амплитуда электрического поля \mathbf{E}_ω в различных областях сферической слоистой наночастицы и вне ее может быть представлена в виде суммы $\mathbf{E}_\omega = \mathbf{E}_\omega^{(0)} + \mathbf{E}_\omega^{(1)}$, где первое слагаемое есть напряженность поля в квазистатическом приближении

$$\mathbf{E}_\omega^{(0)} = E_0 (\mathbf{e}_r \cos\theta - \mathbf{e}_\theta \sin\theta) - \nabla \varphi_\omega^{(0)}(r, \theta), \quad (3)$$

а второе слагаемое учитывает запаздывание

$$\mathbf{E}_\omega^{(1)} = ikrsin\theta sin\alpha E_0(\mathbf{e}_r \cos\theta - \mathbf{e}_\theta \sin\theta) - \nabla\varphi_\omega^{(1)}(r, \theta, \alpha), \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) E_0 – амплитуда падающей плоской волны, \mathbf{e}_r и \mathbf{e}_θ – орты сферической системы координат (r, θ, α) с началом в центре частицы, $\varphi_\omega^{(0)}$ и $\varphi_\omega^{(1)}$ – потенциальные функции, являющиеся решениями уравнения Лапласа.

Найденные с помощью амплитуд (3) и (4) поверхностные (2) и объемные плотности заряда и мощности дипольных слоев с удвоенной частотой содержат слагаемые с угловыми зависимостями $3\cos^2\theta - 1$ и $\sin\theta\sin\alpha$, которые представляют собой квадрупольный и дипольный источники второй гармоники, соответственно. Мощности (энергии, излучаемые по всем направлениям) этих источников определяются выражениями

$$W_Q = \frac{(2\omega)^6 \sqrt{\varepsilon_3}}{60c^5} |2\varepsilon_3 D_{2\omega}^{(0)}|^2, \quad W_P = \frac{(2\omega)^4 \sqrt{\varepsilon_3}}{3c^3} |\varepsilon_3 D_{2\omega}^{(1)}|^2, \quad (5)$$

где c – скорость света в вакууме.

Квадрупольный момент источника второй гармоники находится по формуле

$$\begin{aligned} D_{2\omega}^{(0)} &= \frac{4\pi}{Z_{2\omega}^{(0)}} \left[5 \left(K_{2\omega}^{(0)} + 2\varepsilon_1 X_{2\omega}^{(0)} / R_1 \right) \varepsilon_2 (2\omega) R_1^4 R_2^5 + \right. \\ &\left. \left(M_{2\omega}^{(0)} - 3\varepsilon_3 Y_{2\omega}^{(0)} / R_2 \right) \left[(2\varepsilon_1 + 3\varepsilon_2(2\omega)) R_2^5 + 2(\varepsilon_2(2\omega) - \varepsilon_1) R_1^5 \right] R_2^4 \right] + 4\pi X_{2\omega}^{(0)} R_2^3, \\ Z_{2\omega}^{(0)} &= (2\varepsilon_1 + 3\varepsilon_2(2\omega)) (2\varepsilon_2(2\omega) + 3\varepsilon_3) R_2^5 + 6(\varepsilon_2(2\omega) - \varepsilon_1) (\varepsilon_3 - \varepsilon_2(2\omega)) R_1^5. \end{aligned} \quad (6)$$

Дипольный момент равен

$$\begin{aligned} D_{2\omega}^{(1)} &= \frac{4\pi}{Z_{2\omega}^{(1)}} \left[3\varepsilon_2(2\omega) R_1^3 \left(K_{2\omega}^{(1)} + \varepsilon_1 X_{2\omega}^{(1)} / R_1 \right) + \right. \\ &\left. \left[(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2(2\omega)) R_2^3 + (\varepsilon_2(2\omega) - \varepsilon_1) R_1^3 \right] \left(M_{2\omega}^{(1)} - 2\varepsilon_3 Y_{2\omega}^{(1)} / R_2 \right) \right] R_2^3 + 4\pi X_{2\omega}^{(1)} R_2^2, \\ Z_{2\omega}^{(1)} &= (\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2(2\omega)) (\varepsilon_2(2\omega) + 2\varepsilon_3) R_2^3 + 2(\varepsilon_2(2\omega) - \varepsilon_1) (\varepsilon_3 - \varepsilon_2(2\omega)) R_1^3. \end{aligned} \quad (7)$$

В формулах (6) и (7) через ε_1 , $\varepsilon_2(2\omega)$, ε_3 обозначены диэлектрические проницаемости ядра частицы, ее оболочки и окружающей среды, соответственно. Коэффициенты $K_{2\omega}^{(0)}$ и $X_{2\omega}^{(0)}$ определяют поверхностную плотность и мощность дипольного слоя, которые имеют угловую зависимость $3\cos^2\theta - 1$, на внутренней поверхности оболочки. Коэффициенты $M_{2\omega}^{(0)}$ и $Y_{2\omega}^{(0)}$ определяют эти же величины на внешней поверхности оболочки частицы. Через коэффициенты $K_{2\omega}^{(1)}$ и $X_{2\omega}^{(1)}$ выражаются поверхностная плотность и мощность дипольного слоя, пропорциональные $\sin\theta\sin\alpha$, на внутренней поверхности оболочки, а через $M_{2\omega}^{(1)}$ и $Y_{2\omega}^{(1)}$ – те же величины на внешней поверхности.

При проведении расчетов диэлектрическая функция благородного металла задавалась в обобщенной модели Друде $\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_{pl}^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega)$, где ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость, учитывающая вклад ионной решетки, ω_{pl} и γ – плазменная частота и коэффициент диссипации, определяющий тепловые потери в металле. Характеристики благородного металла выбирались соответствующими серебру: $\hbar\omega_{pl} = 9.1$ эВ, $\hbar\gamma = 0.027$ эВ, $\varepsilon_\infty = 4.45$. Диэлектрическая проницаемость окружающей частицу среды ε_3 принималась равной 2. Радиус частицы R_2 составлял 40 нм. Напряженность поля в падающей волне была равна $3 \cdot 10^5$ В/см.

На Рис. а представлены результаты расчетов мощности W_P (5) излучения дипольного источника второй гармоники. Радиус R_1 диэлектрического ядра частицы составлял 20 нм. Его диэлектрическая постоянная ε_1 изменялась от 2 до 4. Мощность безразмерна, путем деления на поток энергии падающей волны $W_0 = c\sqrt{\varepsilon_3} / (8\pi) E_0^2 \pi R_2^2$. Зависимость мощности второй гармоники от длины волны $\lambda = 2\pi c / \omega$ падающего света представлена в диапазоне 600 – 900 нм, отвечающем дипольным плазмонным резонансам на удвоенной частоте. Из формулы (7)

следует, что максимальные значения дипольного момента, и, следовательно, мощности излучения достигаются при минимальной величине знаменателя $Z_{2\omega}^{(1)}$. В частности, при малых радиусах ядра частицы это имеет место при выполнении равенств: $\text{Re}[\varepsilon_2(4\pi c/\lambda)] = -2\varepsilon_3$ и $\text{Re}[\varepsilon_2(4\pi c/\lambda)] = -\varepsilon_1/2$, которые определяют плазмонные резонансы на внешней и внутренней поверхностях оболочки частицы. Увеличение радиуса ядра приводит к смещению обоих плазмонных резонансов. При выбранных значениях диэлектрических постоянных ε_1 и ε_3 правые пики на Рис. а соответствуют плазмонному резонансу на поверхности частицы, левые – на границе между ядром и оболочкой. С ростом диэлектрической постоянной ядра частицы оба пика сдвигаются в сторону больших длин волн, при этом высота правых пиков уменьшается, а левых увеличивается.

На рис. б изображены спектральные зависимости относительной мощности W_P/W_0 дипольного излучения при разных радиусах ядра частицы и постоянном значении диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1 = 4$. Как видно из рисунка, увеличение радиуса ядра приводит к сдвигам плазмонных резонансов на поверхности частицы и на границе между ядром и оболочкой в противоположные стороны.

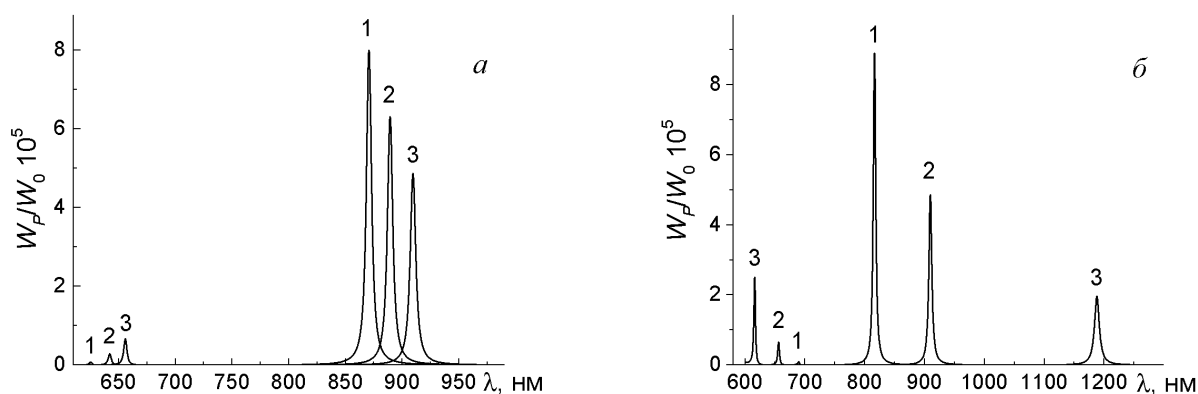


Рисунок. Зависимости относительной мощности дипольного излучения второй гармоники от длины возбуждающей волны при разных значениях:

а – диэлектрической постоянной ядра частицы $\varepsilon_1 = 2$ (1), 3 (2), 4 (3);

б – радиуса диэлектрического ядра частицы $R_1 = 10$ (1), 20 (2), 30 (3) нм

Аналогичное поведение демонстрирует и спектральная зависимость мощности квадрупольного источника второй гармоники. Однако в этой части спектра мощность квадрупольного излучения оказывается почти на два порядка меньше мощности дипольного.

Таким образом, проведенное исследование показало, что на спектральное положение максимумов излучения на удвоенной частоте существенное влияние оказывают электродинамические и геометрические характеристики частицы со структурой «ядро-оболочка». Изменяя эти характеристики, можно добиваться интенсивной генерации второй гармоники в нужной спектральной области, что имеет большое значение при разработке новых наноразмерных источников монохроматического излучения, базовым элементом которых могут стать ансамбли слоистых плазмонных наночастиц.

1. И.Р. Шен Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 560, (1989).
2. Н.В. Ильин, Д.А. Смирнова, А.И. Смирнов, *Вестник ННГУ. Радиофизика*, **6**, 74, (2013).
3. G. Bachelier, J. Butet, I. Russier-Antoine, et al., *Phys. Rev. B*, **82**, 235403, (2010).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ МИКРОСКОПИЯ И ЭХО-СПЕКТРОСКОПИЯ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ОРГАНИЧЕСКИМИ ЛЮМИНОФОРАМИ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Каримуллин К.Р. ***, Еськова А.Е. **, Коверга Н.А. **, Аржанов А.И. *, **,
Магарян К.А. ***, Наумов А.В. ***

*Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия

**Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия

Методами оптической спектроскопии примесного центра исследованы спектральные и фотофизические свойства композитных материалов на основе органических люминофоров и полупроводниковых квантовых точек.

Современные технологии и материаловедение предъявляют все более разнообразные и высокие требования к материалам и методам их исследования. Весьма перспективными для различных приложений являются композитные структуры, в которых объединяются свойства разных материалов, например, прозрачной твердой матрицы (полимер, стекло, молекулярный кристалл) и люминофоров органической или неорганической природы. Примером таких материалов являются нанокompозиты, состоящие из полупроводниковых нанокристаллов (квантовые точки, КТ), внедренных в твердотельную матрицу. КТ и композиты на их основе находят применение в фотовольтаике, в оптоэлектронике для создания нового поколения светодиодов [1], в качестве активных сред для лазерной генерации [2]. Они имеют на порядок более высокое по сравнению с органическими красителями значение коэффициента молярной экстинкции, большую фотостабильность, сохраняющуюся при высоких плотностях мощности возбуждения, что позволяет использовать КТ в качестве высокоэффективных люминесцентных меток, например, в биологии и медицине [3]. Во многих приложениях КТ успешно заменяют органические люминофоры, которые также широко используются при создании новых материалов для приложений фотоники и нанооптики [4].

Дальнейший прогресс в поиске новых люминесцентных материалов связан с необходимостью проведения фундаментальных исследований, например, взаимосвязи функциональных характеристик с особенностью структуры и внутренней динамики, взаимодействия излучающих примесных центров с матрицей, процессов старения и фотодеградации материалов. В области оптики одним из самых эффективных методов для проведения таких исследований является спектроскопия примесного центра [5].

Для исследования были приготовлены различные образцы композитных люминесцентных материалов: полимерные пленки (полиметилметакрилат, полиизобутилен, полипропилен) и замороженные стекла (толуол, гексадекан, *n*-парафины), допированные молекулами органических люминофоров (риленового и полиенового ряда, металло- и азо-порфиринами) и полупроводниковыми квантовыми точками, а также жидкокристаллические нанокompозиты.

Исследования люминесцентных и фотофизических свойств были выполнены с использованием различных экспериментальных методов, включая регистрацию сопряженных спектров люминесценции и спектры возбуждения флуоресценции, люминесцентную спектроскопию, электронную микроскопию, рамановское рассеяние и некогерентное фотонное эхо. Обработка экспериментальных данных проводилась с использованием специально-созданных аппаратно-программных комплексов. Полученные данные проанализированы в сравнении с результатами исследований, выполненных другими методами, в частности, спектроскопии одиночных молекул и квантовых точек [6].

Исследованы тонкоструктурные сопряженные спектры возбуждения флуоресценции и спектры люминесценции для органических молекул риленового и полиенового ряда [7, 8], а также металло- и азо-порфиринов в матрицах Шпольского при криогенных температурах. Идентифицированы и интерпретированы компоненты сложных сопряженных спектров исследуемых соединений, обусловленные различным типам колебаний молекул. Исследовано

влияние структуры молекул на параметры Франк-Кондоновского и Герцберг-Теллеровского взаимодействий.

Для композитов с полупроводниковыми квантовыми точками были измерены температурные зависимости положения максимума и ширины полосы люминесценции. Полученные данные проанализированы с использованием подхода, описанного в [9]. Для полупроводниковых квантовых точек установлены параметры локальных фононов и характеристики электрон-фононного взаимодействия примесных центров с матрицей. Измеренные величины энергии локальных оптических фононов для нанокompозитов с КТ совпадают с данными, полученными методом когерентного рассеяния света, что свидетельствует об адекватности выбранной теоретической модели. Установленные зависимости спектров люминесценции от температуры для некоторых образцов, в частности, для КТ с излучающим ядром CdSe, могут быть использованы при разработке чувствительных сенсоров температуры.

Для изучения влияния структурных неоднородностей образцов на их спектральные свойства использована техника конфокальной люминесцентной спектроскопии. Комбинированная методика оптической микроскопии и люминесцентной спектроскопии позволяет получать т.н. пространственно-спектральные томограммы образцов. Пример такой томограммы для нанокompозита с на основе КТ с излучающим ядром CdSe показан на рисунке слева. На рисунке б) показано изображение того же самого участка образца в белом свете.

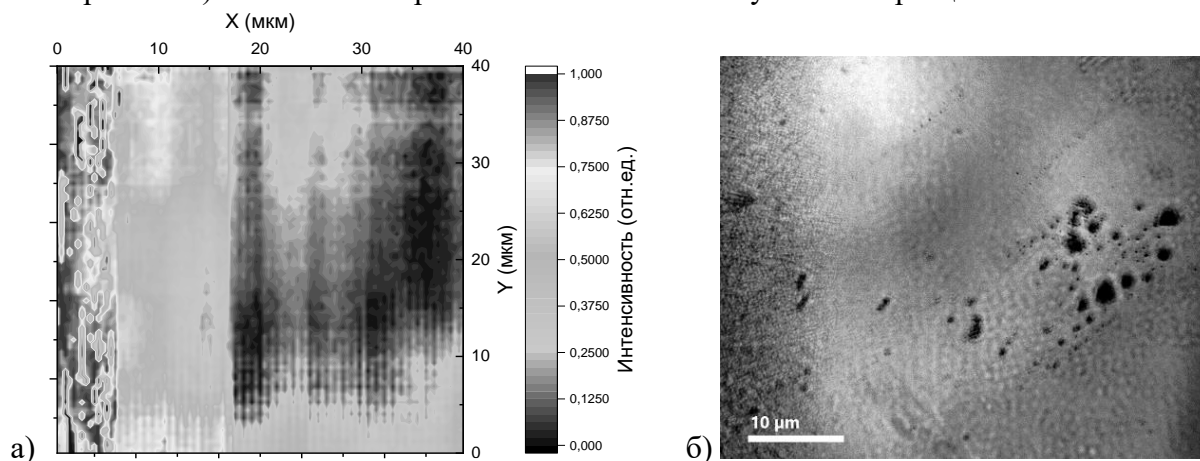


Рисунок. Распределение интенсивности сигнала люминесценции в плоскости образца (люминесцентная томограмма) нанокompозита с квантовыми точками (б). а) Градация серого цвета отражает значения интенсивности зарегистрированного в данной точке образца спектра люминесценции, б)-Изображение того же самого участка (микрофотография) образца в белом свете

Для спектральной характеристики образцов использовали модифицированную схему флуоресцентного микроскопа-спектрометра. Образец располагался на двухкоординатной механической подвижке, образованной двумя микрометрическими линейными трансляторами с минимальным шагом 0,4 мкм. Для регистрации спектра люминесценции в каждой точке образца использовали 60x микрообъектив Nikon и волоконный спектрометр SE1040 (OtO Photonics). Все измеренные спектры были аппроксимированы функцией Гаусса, и определена интенсивность каждого спектра в максимуме. Помимо карты распределения интенсивности, были построены распределения других параметров, в частности, положения максимума и ширины спектра люминесценции. Анализ полученных изображений позволяет исследовать связь спектральных характеристик со структурой образцов.

Для изучения процессов оптической дефазировки была использована техника некогерентного фотонного эха (НФЭ). Кривые спада сигналов двухимпульсного НФЭ были измерены при криогенных температурах в полимерных пленках, допированных молекулами металло-порфиринов и в нанокompозитах с коллоидными квантовыми точками. Определены времена фазовой релаксации и построены температурные зависимости обратного времени дефазировки (однородной ширины спектрального перехода для органических молекул) в широком диапазоне низких температур. Характерные времена релаксации для КТ лежат в

диапазоне десятых долей – единиц пикосекунд. Проанализированы возможные механизмы таких ультрабыстрых процессов при криогенных температурах: неоднородности структуры КТ, особенности внутренней динамики излучающего ядра (например, эффект мерцания люминесценции), поверхностные состояния на оболочках КТ. Сверхбыстрая оптическая дефазировка может быть обусловлена большой дисперсией КТ по размеру, что подтверждают данные электронной микроскопии. Кроме того, необходимо исследовать влияние твердотельной матрицы, в которую внедряются КТ. Для молекул металло-порфиринов получены значения однородной ширины спектрального перехода в сотни ГГц, что хорошо согласуется с результатами исследования спектров возбуждения люминесценции на уровне одиночных молекул [10], где была зарегистрирована спектральная диффузия в аномально широком спектральном диапазоне (вплоть до 950 ГГц).

Для описания процессов сверхбыстрой оптической дефазировки была разработана методика численного моделирования на основе динамической теории когерентных оптических переходных процессов [11]. Развитый подход использован для описания ультрабыстрых кривых спада, измеренных в экспериментах по фемтосекундному и некогерентному фотонному эху в твердотельных композитах с органическими молекулами и квантовыми точками.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Москвы (проект № 19-32-70005-мол_a_мос).

1. S.-H. Kang, C.K. Kumar, Z. Lee, K.-H. Kim, C. Huh, E.-T. Kim, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, № 19, 191116, (2008).

2. N.N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, Z.I. Alferov, J.A. Lott, *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, **6**, № 3, 439-451, (2000).

3. E. Cai, P. Ge, S.H. Lee, O. Jeyifous, Y. Wang, Y. Liu, K.M. Wilson, S.J. Lim, M.A. Baird, J.E. Stone, K.Y. Lee, M.W. Davidson, H.J. Chung, K. Schulten, A.M. Smith, W.N. Green, P.R. Selvin, *Angew. Chemie Int. Ed.*, **53**, № 46, 12484-12488, (2014).

4. K.R. Karimullin, A.V. Naumov, *J. Lumin.*, **152**, 15-22, (2014).

5. А.В. Наумов, УФН, **183**, № 6, 633-653 (2013).

6. И.Ю. Ерёмчев, М.Ю. Еремчев, А.В. Наумов, УФН, **189**, № 3, 312-322 (2019).

7. В.В. Компанец, К.Р. Каримуллин, И.А. Васильева, *Опт. и спектроск.*, **127**, № 11, 707-715, (2019).

8. В.В. Компанец, К.Р. Каримуллин, И.А. Васильева, А.В. Наумов, *Изв. РАН. Сер. физ.*, **84**, № 3, 351-360, (2020).

9. K.P. O'Donnell, X. Chen, *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 2924-2926, (1991).

10. A.O. Savostianov, I.Y. Eremchev, A.A. Gorshchev, A.V. Naumov, A.S. Starukhin, *JETP Lett.*, **107**, № 7, 406-411, (2018).

11. V.V. Fedyanin, K.R. Karimullin, *Laser Phys.*, **29**, № 12, 124008, (2019).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ЖК ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Мельникова Е.А., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

На основе метода фотоориентации азокрасителя, используемого в качестве ориентанта нематического жидкого кристалла, созданы электрически управляемые q -пластины с топологическим зарядом 0,5, 1 и 1,5 для генерации заданного количества оптических вихревых пучков с различной природой сингулярностей (фазовой и поляризационной).

В последнее время большое внимание уделяется разработке и использованию осесимметричных анизотропных оптических элементов (q -plate), которые находят широкое применение для фазово-поляризационного преобразования световых пучков и генерации пучков с угловым орбитальным моментом (оптических вихрей) [1]. По своей сути q -plate представляют собой жидкокристаллические анизотропные пластинки с неоднородно структурированным распределением оптической оси в поперечной плоскости ЖК – ячейки, каждый элемент которой работает как пластинка $\lambda/2$. Для изготовления q -plate используется метод механического натирания, который позволяет изготавливать q -plate с зарядом $q=1$ и метод фоторентации. Однако используемый метод фотоориентации требует сверхточной юстировки оптической схемы для центрирования сформированных структур на обеих стеклянных подложках. В этом случае q -plate будут формировать оптические вихри с зарядом $l = 2q$.

В нашей работе методом фотоориентации на основе азокрасителя AtA-2 созданы жидкокристаллические (ЖК) q -пластины с топологическим зарядом 0,5, 1 и 1,5 в схеме несцентрированной записи. Продемонстрирована возможность создания ЖК элементов для генерации вихревых пучков с топологическим зарядом $l = 2q$. Используемый в работе фотоориентант работает в синей области спектра и обладает высокой чувствительностью, позволяющей заметно сократить время экспонирования. Топологии распределения директора ЖК и соответствующие фотографии q -пластинок в скрещенных поляризаторах представлены на рис. 1.

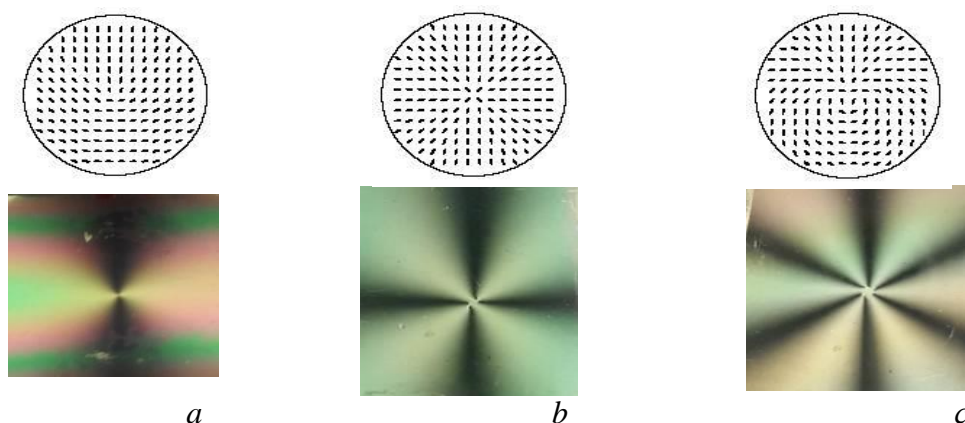


Рис. 1. Топологии директора ЖК в созданных элементах и соответствующие фотографии q -пластинок в скрещенных поляризаторах ($a - q=0,5$, $b - q=1$, $c - q=1,5$)

Начальное распределение директора нематического ЖК формируется фотоориентирующим слоем при его пошаговом экспонировании излучением с длиной волны 440 нм с интенсивностью 15 мВт/см² с заданным пространственным распределением поляризации. В качестве фотоориентанта в работе использовалась тонкая пленка азокрасителя AtA-2 (толщина 20-30 нм). Для образования заданной топологии анизотропной структуры

элемента была создана установка, которая состоит из светодиода, двух управляемых вращателей (с поляризатором и образцом) и щели в виде сектора в два градуса. ЖК ячейка разбивается на 180 секторов, каждый сектор экспонируется в течение 20 секунд. Полное время экспонирования ЖК ячейки составляет 1 час 20 минут.

На рис. 2 представлены фотографии сечений гауссова светового пучка, прошедшего через q -пластинку, при входной круговой поляризации и результаты их интерференционного сложения с плоским волновым фронтом на основе интерферометра Маха-Цендера.

Как видно из экспериментальных данных, представленных на рис. 2, имеет место

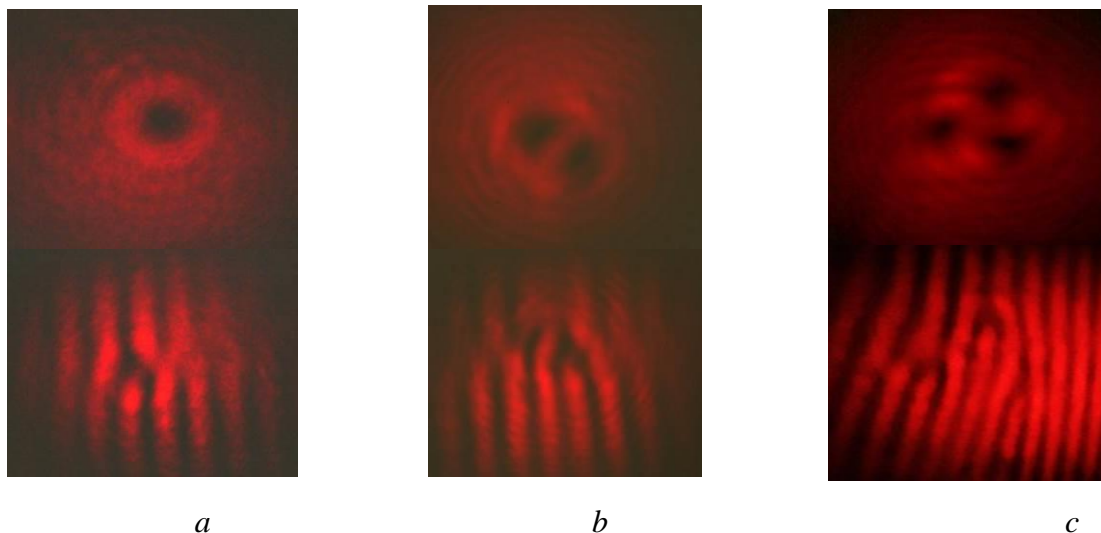


Рис. 2. Фотографии сечений светового пучка, прошедшего через q -пластинку, и результаты интерференционного сложения оптических вихрей с плоским волновым фронтом (*б*) ($a - q=0,5$, $b - q=1$, $c - q=1,5$)

однозначная корреляция между зарядом пластинки q и количеством оптических вихрей n , при этом количество фазовых сингулярностей $n=2q$. Для более детального анализа полученных результатов проанализированы q -пластины с зарядом $q = 1,5$. На рис. 3 представлена фотография поляризационной сингулярности при прохождении через такой элемент линейно поляризованного света и топологии поляризации света прошедшего через исследуемый образец при различных ориентациях анализатора на выходе ЖК элемента.

Таким образом, разработанные электрически управляемые топологические ЖК элементы позволяют проводить поляризационно-фазовые преобразования световых пучков и преобразовывать гауссовы световые пучки в пучки с фазовой и поляризационной сингулярностью.

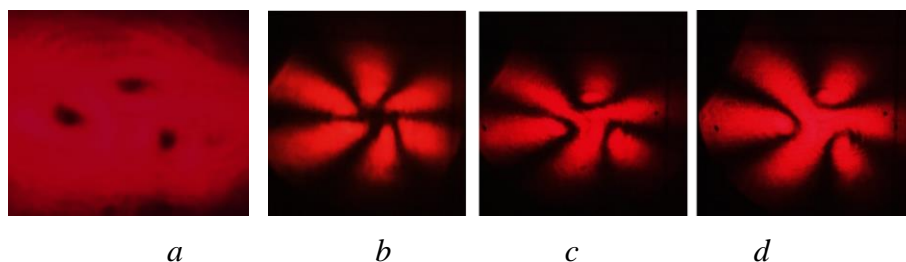


Рис. 3. Фотографии поляризационной сингулярности при прохождении через элемент линейно поляризованного света (*а*) и топологии поляризации света, прошедшего через исследуемый образец при угле между поляризацией света на входе в элемент и осью анализатора 0° (*б*), 45° (*с*), 90° (*д*)

1. L. Marrucci, C. Manzo, D. Paparo, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 163905, (2006).

ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭЛЕМЕНТ НА ОСНОВЕ АЗОПОЛИМЕРА

Мельникова Е.А., Кабанова О.С., Рушнова И.И., Толстик А.Л.,
Акимова Е.*, Лошманский К.*, Мешалкин А.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

*Институт прикладной физики Министерства образования, культуры и
исследований Республики Молдова, Молдова

Отработана технология записи и создан рельефный топологический дифракционный элемент, формирующий сингулярные световые пучки (оптические вихри) с различными топологическими зарядами, на основе тонких голограмм, записанных в слоях азополимера.

Фоточувствительные полимеры являются перспективным классом материалов для записи дифракционных оптических элементов. Фоточувствительные органические материалы, содержащие растворенные или химически присоединенные молекулы азокрасителя, позволяют реализовать полностью оптическую запись информации с высоким разрешением. Это важное преимущество заключается в прямом оптическом формировании (без дополнительной обработки) рельефных дифракционных элементов в азополимере с возможностью их последующего тиражирования [1, 2]. Уникальные свойства светочувствительных азополимеров, обеспечивают возможность создания оптических элементов с расширенными функциями [3 - 5].

В данной работе отработана технология записи дифракционных голограмм в слоях азополимера (EPC:DO) на основе карбазол-содержащего мономера N-ерохурpropylcarbazole (EPC) и азокрасителя Disperse Orange 3 (4-(4-nitrophenylazo) aniline) (DO), на основе которой сформированы оптические элементы, преобразующие гауссов световой пучок в пучки с фазовой сингулярностью (оптические вихри).

На рис. 1 приведена структурная формула исследованного азополимера (а) и спектр его поглощения (б).

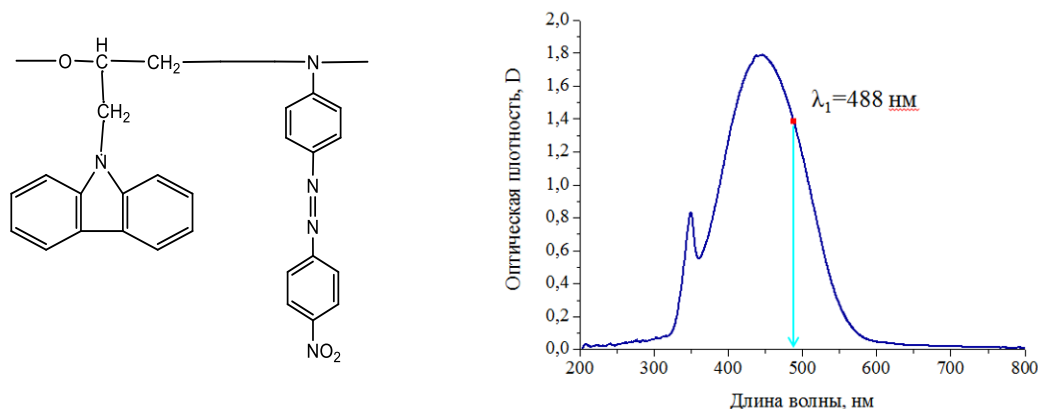


Рис. 1. Химическая структура азополимера (а) и его спектр поглощения (б)

Азополимер EPC:DO характеризуется полосой поглощения в области 350-550 нм, что делает его чувствительным для записи в широкой спектральной области при отсутствии поглощения в красной области спектра $\lambda > 600 \text{ нм}$.

Для отработки технологии записи рельефных решеток в пленке исследуемого азополимера применили двухлучевую схему записи. Длина волны используемого аргонового лазера ($\lambda = 488 \text{ нм}$, длина когерентности 30 см) находится в области поглощения азополимера (рис. 1, б). Состояние поляризации записывающих пучков было линейным в горизонтальной плоскости. Угол схождения составлял $\theta = 5,5^\circ$, что обеспечивало условия записи тонкой фазовой голограммы с периодом $\Lambda = 6 \text{ мкм}$, толщина пленки азополимера составляла $d = 600 \text{ нм}$. Для контроля дифракционной эффективности формируемой решетки использовалось излучение полупроводникового лазера на длине волны 650 нм (область прозрачности азополимера). На

рис. 2 представлена кинетика изменения дифракционной эффективности нулевого, первого и второго порядков дифракции со временем экспонирования решетки и картина дифракции на решетке при восстановлении считывающим лазером. Максимальная дифракционная эффективность записанной рельефной голограммы в первом порядке составила 12% при времени экспонирования $t = 30$ мин и мощности излучения в каждом пучке $P = 8$ мВт. Исследование записанной решетки с помощью атомно-силовой микроскопии показало наличие развитого периодического рельефа глубиной до 200 нм. Топография поверхностного рельефа показана на рис. 3.

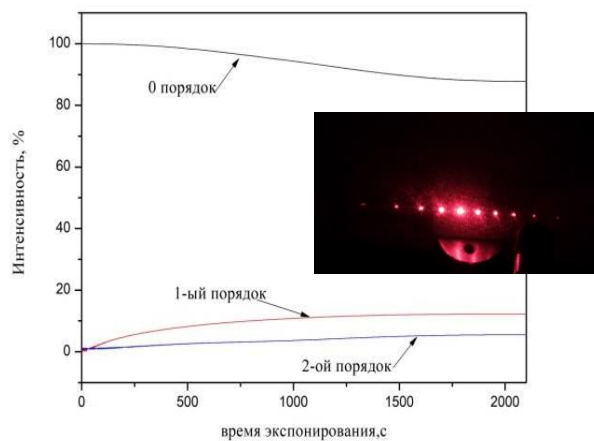


Рис. 2. Кинетика изменения дифракционной эффективности и картина дифракции на записанной решетке

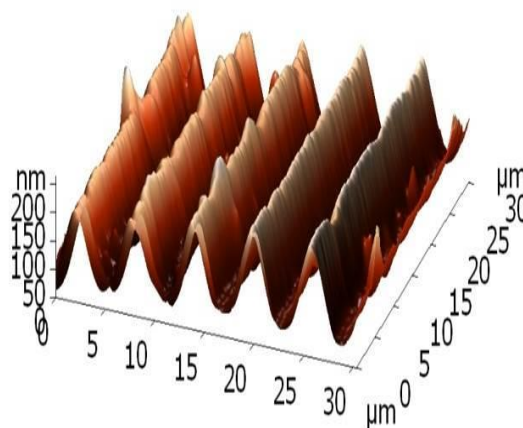


Рис. 3. Топография поверхности записанной решетки, полученная методом атомно-силовой микроскопии

Для записи топологического дифракционного элемента в работе использовался Nd-YAG лазер в режиме удвоения частоты ($\lambda = 532$ нм) с излучением мощностью $P = 100$ мВт. В предметном пучке помещался фазовый элемент, преобразующий гауссов пучок в оптический вихрь с топологическим зарядом $l = 1$. Мощность опорного и предметного пучков составляла 50 мВт и 30 мВт, соответственно.

Результаты исследования кинетики записи топологического дифракционного элемента, картина дифракции в первый порядок и топография участка поверхности представлены на рис. 4 и рис. 5. Как видно из приведенных результатов, время выхода на стационар составляет 6 минут, что в 5 раз меньше, чем при использовании пучков аргонового лазера, что коррелирует с пятикратным увеличением мощности лазерного излучения. Помимо этого увеличилась дифракционная эффективность первого порядка (с 12 до 16%) и глубина поверхностного рельефа (с 200 нм до 400 нм).

Анализ топологического заряда дифрагированных пучков был проведен с использованием интерферометра Маха-Цендера, реализующего интерференцию сингулярного светового пучка с плоской волной. Картины интерференции пучков различных порядков дифракции представлены на рис. 6. Видно, что нулевой порядок дифракции сохраняет топологию опорного пучка (рис. 6, а, топологический заряд $l = 0$). В первом порядке дифракции формируется вихрь с топологическим зарядом $l = 1$ (рис. 6, б), во втором порядке дифракции наблюдается вихревой пучок с зарядом $l = 2$ (рис. 6, в).

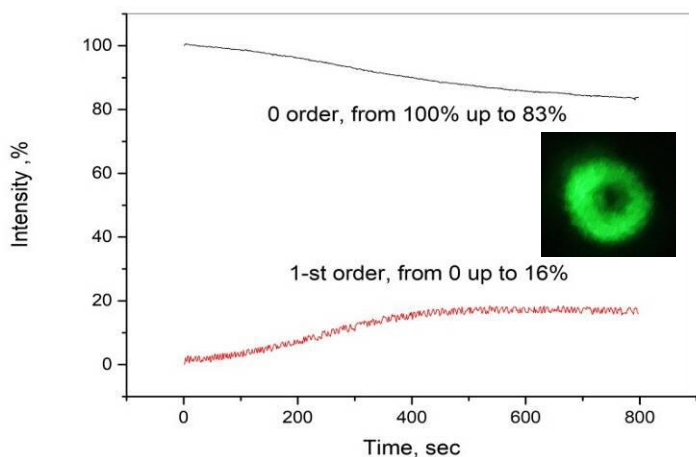


Рис. 4. Кинетика дифракционной эффективности топологического дифракционного элемента (запись на длине волны $\lambda=532$ нм)

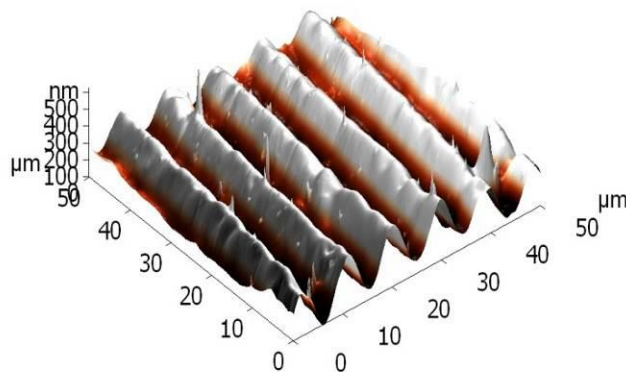


Рис. 5. Исследование профиля решетки дифракционного топологического элемента методом атомно-силовой микроскопии

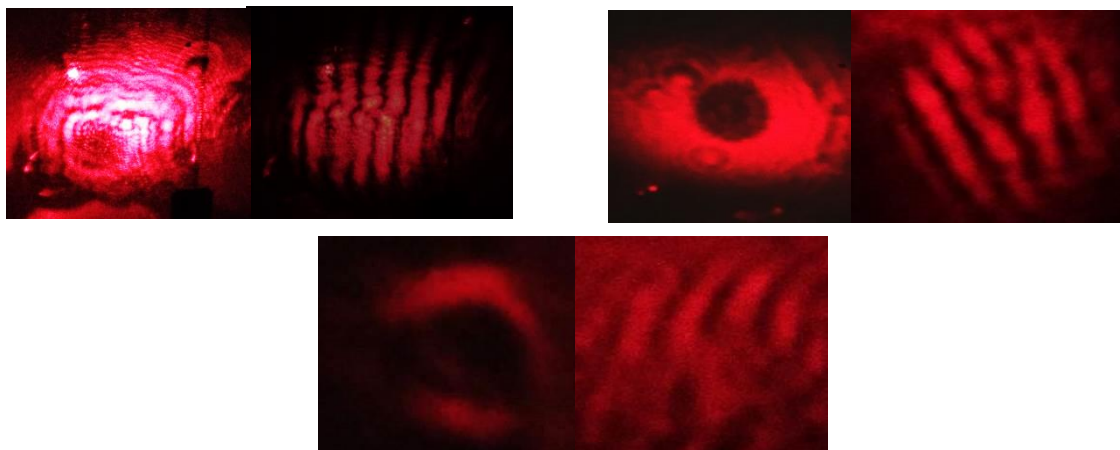


Рис. 6. Фотографии сечений световых пучков в 0-ом, 1-ом и 2-ом порядках дифракции и результаты их интерференционного сложения с плоской волной (а), (б) и (в), соответственно

Таким образом, в работе отработана технология создания топологического рельефного дифракционного элемента на основе азополимера для фазового преобразования световых пучков и генерации оптических вихрей. Исследована кинетика формирования дифракционной решетки и установлено образование рельефа глубиной 200 – 400 нм. Величина топологических зарядов дифрагированных пучков кратна порядку дифракции.

Исследования проведены при поддержке проекта Беларусь - Молдова Ф19МЛДГ-006 «Дизайн и разработка «вихревых» дифракционных оптических элементов на тонких слоях азополимеров для биомедицины»; ANCD 19.80013.50.07. 04 A/BL «Design and developments of optical vortices on the azopolymers thin films for biomedicine».

1. P. Rochon, E. Batalla, A. Natansohn, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 136-138, (1995).
2. D. Y. Kim, S. K. Tripathy, Lian Li, J. Kumar, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1166-1168 (1995).
3. A. Meshalkin, S. Robu, E. Achimova, A. Prisacar, D. Shepel, V. Abashkin, G. Triduh, *J. Optoelectron. Adv. M.*, **18**, 3007– 3012, (2016).
4. A. Meshalkin, C. Losmanshii, A. Prisacar, E. Achimova, V. Abashkin, S. Pogrebnoi, F. Mасаев, *Advanced Physical Research*, **1**, 86-98, (2019).
5. А.Ю. Мешалкин, К.С. Лошманский, О.С. Кабанова, И.И. Рушнова, Е.А. Акимова, Е.А. Мельникова, *Научные стремления*, **26**, 106-109, (2019).

ТРЕХВОЛНОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ МУЛЬТИДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ С ЭКРАНИРОВАНИЕМ

Арапов Ю.Д., Каменев В.Г., Кубасов П.В., Туркин В.Н.

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие

«Всероссийский Исследовательский Институт Автоматики», г. Москва, Россия

В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования мультидисперсных сред с помощью метода трехволновой голографии.

В промышленности, медицине, экологическом мониторинге окружающей среды большое значение уделяется анализу аэрозолей различного характера [1, 2]. Существующие методы диагностики взвешенных в средах частиц позволяют определять такие параметры как, массовую концентрацию, размеры, концентрацию, скорость движения потока. Исследование параметров мультидисперсных аэрозолей являются актуальной задачей для таких областей науки и техники как экология, физика взрыва, газодинамика, плазодинамика. В качестве методов оптической диагностики аэрозолей и мультидисперсных сред используют теневую фотографию, шпиррен методы, голографию [2]. В случае плотных мультидисперсных образований зачастую происходит экранирование, рассеяние опорного пучка, что приводит к снижению качества получаемых данных [3, 4].

Основными преимуществами предложенного метода являются: возможность определения координат и размеров частиц размеров до нескольких сотен нанометров; регистрация частиц, голографическое изображение которых при высокой концентрации зашумлено и экранировано близкорасположенными и находящимися на одной с лазерным излучением оси частицами; регистрация протяженного объема в пределах углового разрешения регистрирующей системы (см. рис. 1).

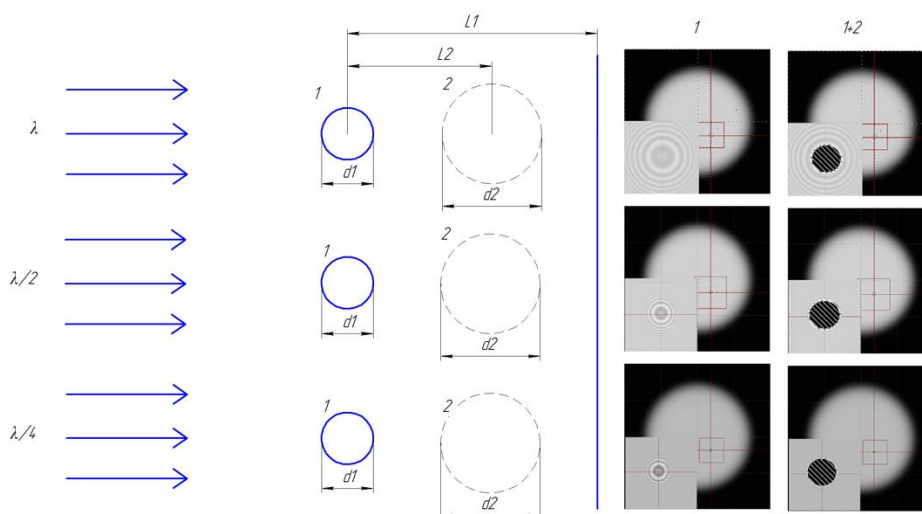


Рис. 1. Принцип трехволновой голографической регистрации частиц мультидисперсного аэрозоля с экранированием (размеры частичек $d_1=10$ мкм, $d_2=20$ мкм, $\lambda=1064$ нм, $L_2=2d$)

Также в работе сформулированы принципы и продемонстрирована экспериментальная реализация послойного восстановления мультидисперсной среды на основе данных трехволновой голографии. Выполнена экспериментальная оценка предельного разрешения способа по определению параметров аэрозолей и пылевых образований, в результате которой определено, что возможно послойное восстановление с концентрацией частиц до 10^8 на см^3 . Дальнейшее увеличение разрешающей способности возможно при условии применения комплекса мер по цифровой предварительной фильтрации голограммы и алгоритмов распознавания параметров частиц. Схема экспериментальной регистрации параметров мультидисперсного аэрозоля с помощью трехволновой голографии представлены на рис. 2.

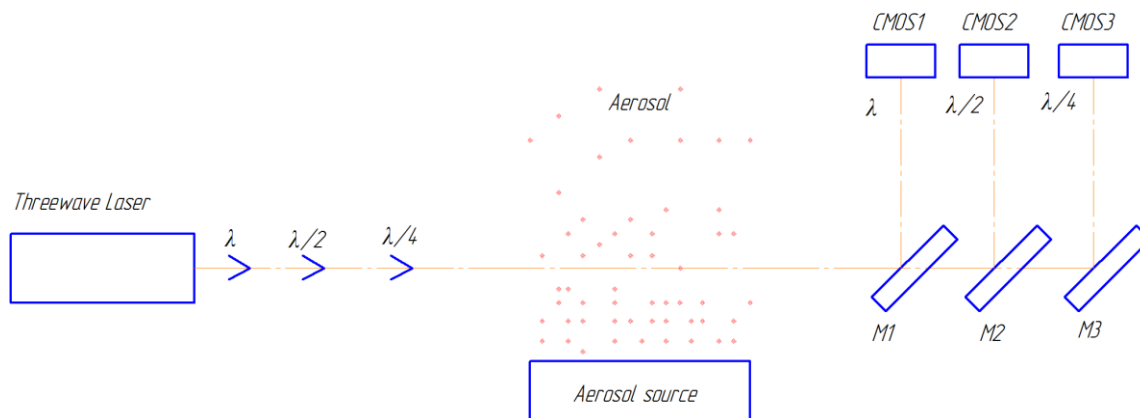


Рис. 2. Схема экспериментов по исследованию трехволновой голографии мультидисперсного аэрозоля

Результаты послойного восстановления объема мультидисперсного аэрозоля с применением экспериментально зафиксированных голограмм представлены на рисунке 3.

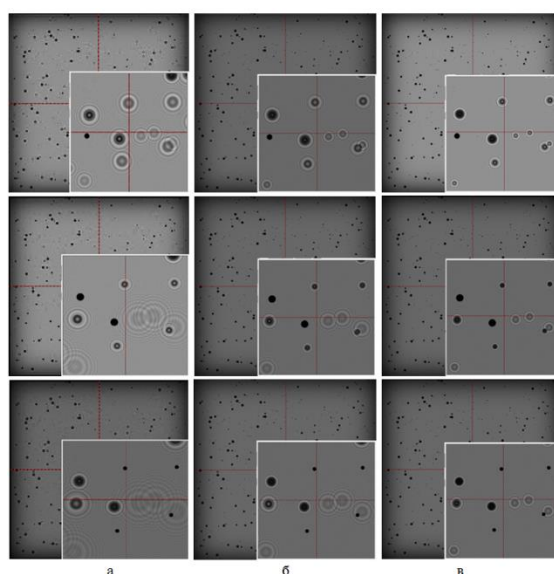


Рис. 3. Результат восстановления мультидисперсного объема по методу трехволновой голографии с применением длин волн (три слоя через 1,5 см): а – 1064 нм, б – 532 нм, в – 266 нм

Полученные экспериментальные результаты и выполненное моделирование подтверждают возможность использования трехволновой голографической системы для диагностики мультидисперсной среды на предмет обнаружения частиц размером до субмикронметров в объеме толщиной до 5 см, а также позволяют прогнозировать высокоэффективное использование подобной голографической аппаратуры в измерительных комплексах и системах диагностики параметров различных аэрозолей и пылевых образований, в частности для газодинамических исследований, аттестации чистых помещений, медицинской технике, системах распыления различных жидкостей, экологическом мониторинге.

1. И.С. Чекман, А.О. Сыровая, С.В. Андреева и др., Аэрозоли – дисперсные системы, монография, Харьков, 2013.

2. Н.И. Дудкин, И.С. Адаев, [Электронный ресурс] Статья об измерении массовой концентрации аэрозолей: Режим доступа: //URL: <https://eco-intech.com/biblioteka/statya-ob-izmerenii-massovoy-kontsentratsii-aerozoley/> (Дата обращения: 20.08.2020).

3. Е.Д. Шукин, Коллоидная химия. – М.: Высшая школа, 2004 – 445 с.

4. И.Е. Ковбасюк, «Типичные ошибки при эксплуатации счетчиков частиц аэрозолей и систем мониторинга», ФГУП «ВНИИФТРИ», 2018. -159 с.

ПРИЁМ И ПЕРЕДАЧА ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЖДУ ДИФФУЗНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ И СИСТЕМОЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КОЛЛИМАТОРОВ

Каменева Н.А., Арапов Ю.Д., Тихов А.А., Кубасов П.В.
ФГУП "ВНИИА им. Н.Л. Духова", Москва, Россия

При многоканальной регистрации быстропротекающих процессов с помощью лазерно-интерферометрических методов активно применяются волоконно-оптические коллиматоры. Недостатками данных устройств является малая величина светосбора (около 10^{-6} от мощности излучения подсветки) и габаритные ограничения плотности зондирующих лучей. Объединение данных коллиматоров в оптическую систему с общим объективом позволяет обеспечить устранение обоих недостатков.

Однако при проектировании данных систем необходимо учитывать ряд факторов, в настоящее время недостаточно изученных: смещение точек зондирования, взаимопроникновение сигнала между смежными каналами, влияние угла схождения на разрешение.

Взаимопроникновение сигнала между смежными каналами приводит к появлению паразитных сигналов и увеличению уровня шумов в каждом из каналов, а угол схождения пучка влияет на точность регистрации скорости, поскольку центральная часть пучка испытывает нормальное отражение от поверхности, а периферийная падает под углом, при этом нормальная и периферийная части испытывают разный доплеровский сдвиг. Это приводит к размытию линии скорости на спектрограмме пропорционально косинусу угла между падающим лучом и нормалью к поверхности.

Моделирование и экспериментальные исследования данных факторов позволяют оценить степень их влияния на результаты регистрации быстропротекающих процессов и минимизировать негативные эффекты.

Для изучения влияния на точность регистрации центральной и периферийной части пучка они имитировались с помощью двух независимых каналов, один из которых был направлен по нормали к поверхности, а второй – под фиксированным углом. Были проведены расчётные и экспериментальные исследования для различных углов схождения лучей от измерительных каналов.

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ДИНАМИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МИКРООБЪЕМА МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

Волынский М.А., Гуров И.П., Маргарянц Н.Б., Пименов А.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Разработан экспериментальный образец системы корреляционной оптической когерентной томографии на основе микроинтерферометра Линника с асинхронным режимом сканирования, обеспечивающий динамическую визуализацию микрообъема исследуемого объекта. Представлены примеры регистрируемых сигналов и результаты их обработки на основе метода фильтрации Калмана.

Оптическая когерентная томография (ОКТ) является одним из перспективных методов получения информации о внутренней микроструктуре объектов в биомедицине и ряде технических приложений [1]. При анализе динамических объектов необходимы методы визуализации микроструктуры в видеорежиме. Существуют системы спектральной ОКТ, позволяющие визуализировать объем *in vivo* с частотой визуализации микрообъема порядка 1 Гц при использовании дорогостоящих источников излучения с перестраиваемой длиной волны и высокопроизводительной аппаратной обработке данных (см., например, [2]). В настоящей работе для визуализации микрообъема с высоким быстродействием предлагается использование системы корреляционной ОКТ, обеспечивающей повышенную разрешающую способность и обладающей существенно более низкой стоимостью по сравнению с упомянутым аналогом.

Разработан экспериментальный образец системы корреляционной ОКТ (рис. 1) на базе модифицированного микроинтерферометра Линника, в котором в оптическую систему и систему сканирования образца внесены новые изменения, позволяющие варьировать размер поля зрения и латеральную разрешающую способность. Оптико-механическая система расположена на виброизолированном оптическом столе 1 и закреплена на регулируемом по высоте жестком штативе 2. Микропозиционер 3 размещен на оптическом столе и служит для изменения оптической разности хода в измерительном плече микроинтерферометра. Система содержит источник освещения 4 (светодиод мощностью 3 Вт, $\lambda_0 = 520$ нм, $\Delta\lambda = 35$ нм), светоделительный кубик 5, микрообъективы 6 (числовая апертура 0,1, увеличение 5^{\times}), плоское зеркало 7 в опорном плече, тубусную линзу 8 и монохромную КМОП-видеокамеру 9 с интерфейсом USB 3.0. Для реализации динамического сканирования образца используется асинхронный режим регистрации данных, состоящий в непрерывном сканировании образца путем циклического перемещения микропозиционера 3 и записи последовательности видеок кадров без дополнительной синхронизации блоков сканирования и регистрации данных. На Рис. 2(а) показан пример сигнала, полученного при циклическом сканировании тест-объекта в виде полупрозрачной пищевой пленки толщиной около 30 мкм. Показан результат сканирования в прямом и обратном направлении.

Для визуализации данных о внутренней микроструктуре исследуемого объекта в процессе сканирования требуется выполнять их обработку в динамическом режиме [3]. В качестве одного из вариантов использован рекуррентный алгоритм на основе расширенного фильтра Калмана, детально описанный, например, в работе [4]. На рис. 2(б) приведен результат обработки данных с помощью указанного алгоритма. Видно, что на полученной огибающей сигнала (*A*-скане) хорошо разрешаются верхняя и нижняя границы пленки, при этом на нижней границе разрешается дополнительный защитный слой толщиной около 5 мкм.

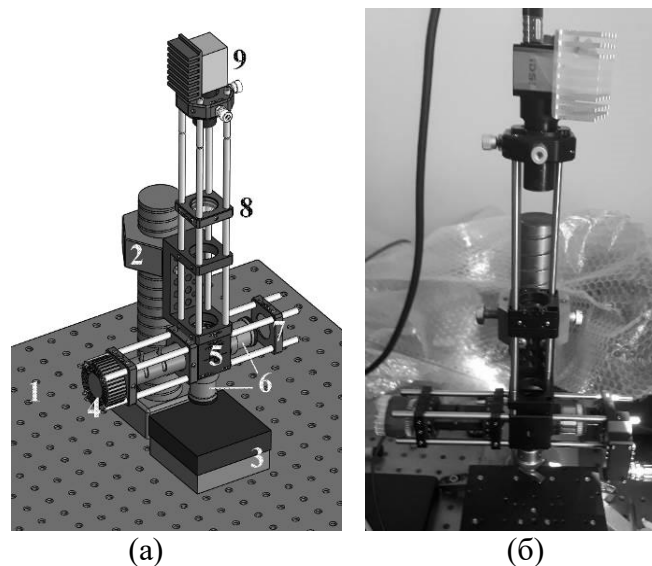


Рис. 1. Эскиз (а) и общий вид (б) макета системы корреляционной ОКТ

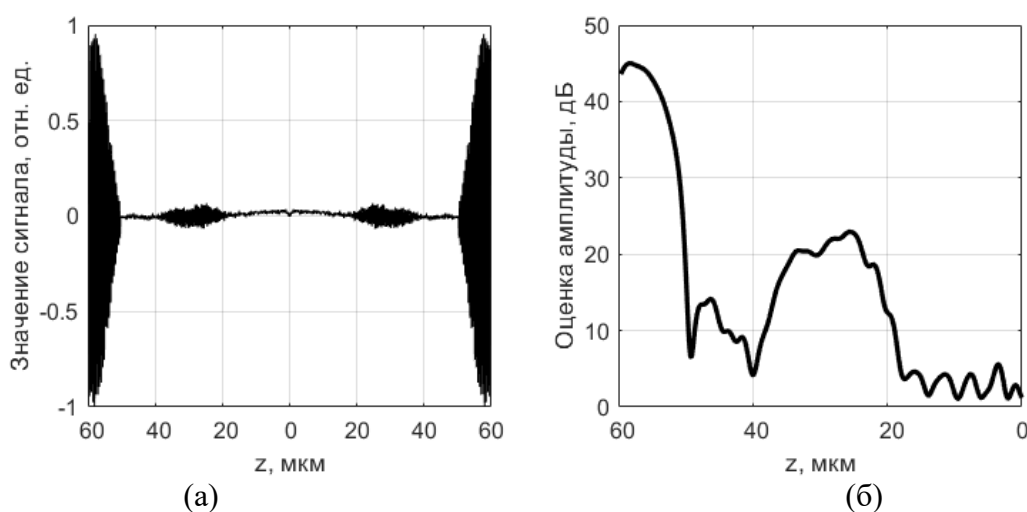


Рис. 2. Пример интерферометрического сигнала (а) и оценка его огибающей (б)

Таким образом, создана система корреляционной ОКТ с разрешающей способностью по глубине (в воздухе) 3,4 мкм, глубиной сканирования до 1 мм при скорости отображения данных о микроструктуре 72 мегавокселя/с. Система позволяет осуществлять динамическую визуализацию внутренней микроструктуры объектов различной природы с повышенной разрешающей способностью и высокой помехоустойчивостью и имеет конкурентные преимущества по сравнению с существующими аналогами на основе источников с перестраиваемой длиной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 19-79-10118).

1. A.F. Fercher, W. Drexler, C.K. Hitzenberger, T. Lasser, *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 239-303, (2003).
2. O.M. Carrasco-Zevallos, B. Keller, C. Viehland, L. Shen, G. Waterman, B. Todorich, C. Shieh, P. Hahn, S. Farsiu, A.N. Kuo, C.A. Toth, J.A. Izatt, *Sci. Rep.*, **6**, 31689, (2016).
3. I. Gurov, *Handbook of full-field optical coherence microscopy: Technology and applications*, Chapter 5, 183-222, (2016).
4. I. Gurov, M. Volynsky, *Opt. Las. Eng.*, **50**, №4, 514-521, (2012).

СВЯЗЬ ФИЗИЧЕСКИХ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ВОЛОКОННЫХ КВАНТОВЫХ КАНАЛОВ В ПРОТОКОЛАХ КВАНТОВОЙ ИНФОРМАТИКИ С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ КОДИРОВАНИЕМ

Гайдаш А.А., Киселев А.Д., Козубов А.В., Мирошниченко Г.П.,
Трифанов А.И., Тушавин Г.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрена связь между физическими и информационными характеристиками квантовых каналов в протоколах квантовой информатики с поляризационным кодированием. Эволюция поляризационного состояния в квантовом канале описывается на основе новой модели диссипативной динамики квантовых состояний.

Любое квантовое состояние претерпевает неунитарное развитие в случае, когда квантовая система связана с окружающей средой, что может нетривиально повлиять на характеристики излучения и, в конечном счете, на работу протоколов квантовой информатики [1]. Описывает неунитарную динамику произвольных квантовых систем схема Линдблада [2]. Целью исследования была разработка модели диссипативной динамики произвольных оптических квантовых состояний, применяемых в протоколах квантовой теории информации, в частности, использующих поляризационное кодирование, и анализ связи их информационных характеристик с физическими параметрами оптического волокна и диссипативной динамики квантовых состояний в нем. Первые шаги в этом направлении в случае однофотонного излучения были сделаны в [3].

В работе рассматривается уравнение Лиувилля (частный случай мастер-уравнения Линдблада), где параметры супероператора релаксации подобраны так, чтобы равновесным состоянием являлись тепловые фотоны, иными словами, температура волокна навязывает вид распределения тепловых фотонов. Таким образом, динамика характеризуется двумя процессами: уничтожение сигнальных фотонов и рождение тепловых фотонов (случай внешней накачки в работе не рассматривается). На основе уравнения Лиувилля была построена система дифференциальных уравнений, решение которой описывает временную эволюцию среднего значения операторов Стокса и, следовательно, состояния поляризации оптического сигнала. Полученная модель преобразования параметров Стокса учитывает такие эффекты, как термализация (потери в канале, величина которых определяет скорость прихода сигнала в равновесное состояние), дихроизм (разная скорость термализации в поляризационных модах), поляризационно-модовая дисперсия и другие. Предполагается, что в оптической схеме реализуемого протокола всегда можно вставить элемент, компенсирующий поляризационно-модовую дисперсию. Таким образом, декоренция в поляризационной области (вызванная термализацией) и дихроизм невозможно скомпенсировать, и, следовательно, именно они будут давать вклад в ухудшение информационных свойств протокола. В работе приведены выражения, связывающие физические параметры термализации с вероятностью неправильно интерпретировать посылаемое поляризационное состояние на примере протокола квантового распределения ключей BB84 [4]. Также приведены ключевые характеристики рассматриваемого протокола в зависимости от длины квантового канала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт № 2019-0903).

1. M. A. Nielsen, I. Chuang, Quantum computation and quantum information. – 2002.
2. H. Carmichael, An open systems approach to quantum optics: lectures presented at the Université Libre de Bruxelles, October 28 to November 4, 1991. – Springer Science & Business Media, 2009. – Т. 18.
3. A. Kozubov, A. Gaidash, G. Miroshnichenko, Quantum model of decoherence in the polarization domain for the fiber channel //Physical Review A. – 2019. – Т. 99. – №. 5. – С. 053842.
4. С.Н. Bennett, G. Brassard, Quantum cryptography: Public key distribution and coin toss //Proceedings of the International Conference on Computers, Systems and Signal Processing. – 1984.

ВЛИЯНИЕ ХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ НА СИСТЕМУ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ

Киселев Ф.Д., Гончаров Р.К., Самсонов Э.О.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследован вклад хроматической дисперсии в системе квантового распределения ключа, основанного на мультимодовых слабоинтенсивных когерентных состояниях. Проведен анализ секретности в асимптотическом режиме против коллективных атак с учетом влияния дисперсии.

Системы квантового распределения секретного ключа (КРК) [1], в частности, волоконные реализации подвержены, в сущности, тем же проблемам, что и классические системы: рамановское рассеяние, потери в волокне, хроматическая дисперсия. Последнее является особенно остро стоящей проблемой, так как хроматическая дисперсия приводит к межсимвольной интерференции и увеличению коэффициента квантовых ошибок. Причем, популярные цифровые методы компенсации в таком случае не применимы из-за малой мощности сигнальных импульсов, которая соответствует среднему числу фотонов, меньшему единицы. Аналоговые методы компенсации по типу компенсационных волокон или брэгговских решеток, в свою очередь, имеют место в схемах КРК, но могут переусложнить схему.

В настоящем докладе объектом исследования выступает система КРК на боковых частотах (КРКБЧ) [2], в которой информация закодирована в фазе многомодового слабоинтенсивного когерентного состояния, получаемого в результате фазовой модуляции [3]. Хроматическая дисперсия в такой системе будет характеризоваться изменением групповых скоростей у различных частотных мод [4]. Это приведет к тому, что на стадии повторной фазовой модуляции на стороне получателя (типичной для протоколов КРК) дополнительные фазовые задержки между боковыми модами способствуют сильному уменьшению видности интерференционной картины: так, в рассматриваемой схеме она достигнет минимального значения после 150 км. Из-за высокой скорости снижения видности, секретный ключ сгенерировать возможно лишь на малых дистанциях. Однако простота спектрального состава излучения в квантовом канале позволяет обойти эффект хроматической дисперсии путем фильтрации лишь центральной и только положительных (или только отрицательных) частотных компонент. В таком случае видность будет близка к единице на протяжении всего исследуемого промежутка (сравнение на рисунке), и, как следствие, секретный ключ может быть распределен на гораздо больших дистанциях, приближенных к достигнутым в схемах, использующих аналоговые компенсаторы. В рамках исследования была создана упрощенная аналитическая модель, наглядно демонстрирующая изменение групповых скоростей частотных компонент. Состоятельность модели была продемонстрирована путем сравнения с численной моделью, полученной решением нелинейного уравнения Шредингера методом Фурье. Результаты численной модели были использованы для расчета коэффициента квантовых ошибок и скорости генерации секретного ключа, согласно границе Деветака-Винтера [5].

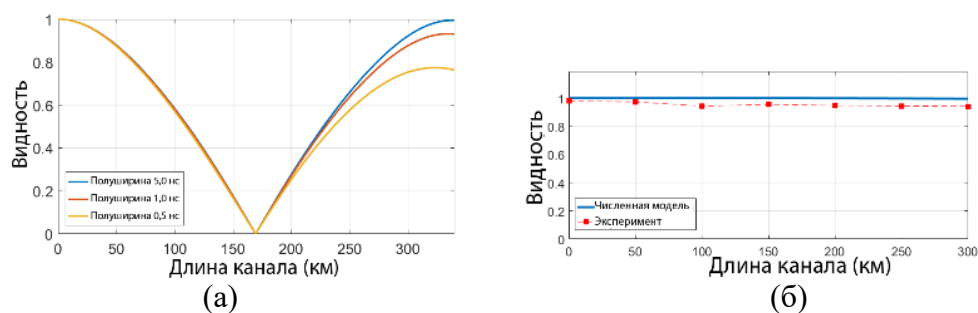


Рисунок. Видность интерференционной картины на стороне получателя без (а) компенсации хроматической дисперсии и с предложенной компенсацией (б)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант No 2019-0903).

1. C.H. Bennett, G. Brassard, In *Proc. IEEE Int. Conf. Computers, Systems, and Signal Processing*, Bangalore, India, 175-179 (1984).
2. A.V. Gleim, V.I. Egorov, Y.V. Nazarov, , S.V. Smirnov, V.V. Chistyakov, O.I. Bannik, A.A. Anisimov, S.M. Kynev, A.E. Ivanova, R.J. Collins, S.A. Kozlov, G.S. Buller, *Opt. Express* **24**(3), 2619–2633 (2016).
3. , G.P. Miroshnichenko, A.D. Kiselev, A.I. Trifanov, A.V. Gleim, *JOSA B*, **34**(6), 1177-1190 (2017).
4. G.P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, John Wiley & Sons (2012).
5. I. Devetak, A. Winter, In *P. Roy. Soc. A-Math. Phy.*, **461**(2053), 207-235 (2005).

ЭФФЕКТ МАМЫШЕВА В ОПТОВОЛОКОННЫХ ЛИНИЯХ

Кук И.А., Гибни Дж.***, Габитов И.Р.*, **

Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия,
*Сколтех, Моква, Россия, **Аризонский университет, Тусон, США

В работе исследованы искажения последовательности оптических импульсов в когерентных оптоволоконных линиях связи под влиянием слабой нелинейности. Изучено влияние фазовых нелинейных искажений на результат прямого декодирования. Исследован механизм перераспределения энергии в последовательности импульсов.

Распространение импульса в волоконно-оптических линиях связи при умеренных значениях мощности и спектральной ширины импульса с высокой точностью описываются нелинейным уравнением Шрёдингера [1]:

$$iE_z + \frac{1}{2}E_{tt} + \varepsilon|E|^2 E = 0, \quad (1)$$

где $E = E(t, z)$ – безразмерная амплитуда электрического поля, t, z и ε – безразмерные время, координата, и коэффициент нелинейности ($\varepsilon \ll 1$). Уравнение (1) является результатом пространственного усреднения исходной модели с линейными оптическими усилителями, периодически расположенными для компенсации естественных потерь в волокне. Исходная последовательность битов, на входе коммуникационной линии с, представлена периодической последовательностью Гауссовых импульсов с дифференциально фазовой модуляцией (DPSK):

$$E_0(t) = \sum_{k=1}^N a_k \pi^{-\frac{1}{4}} \exp\left[-(t - kT)^2 / 2\right], \quad (2)$$

где $a_k = 1$ с вероятностью $p_1 = 1/2$ или $a_k = -1$ с вероятностью $p_2 = 1/2$. Пример входной последовательности импульсов приведен на рис. 1а.

В формуле (2) энергия каждого импульса нормирована к единице, индекс k – номер битового интервала, а N – число импульсов в последовательности. Решение $E_{\text{lin}}(t, z)$ в случае линейного распространения ($\varepsilon = 0$) вдоль волокна для имеет вид:

$$E_{\text{lin}}(t, z) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{1 + iz}} \sum_{k=1}^N a_k \exp\left[-\frac{(t - kT)^2}{2(1 + iz)}\right], \quad (3)$$

Искажения последовательности импульсов под влиянием слабой нелинейности волокна могут быть найдены по теории возмущений:

$$E(t, z) = E_{\text{lin}}(t, z) + e(t, z), \quad (4)$$

где $e(t, z)$ удовлетворяет уравнению:

$$ie_z + \frac{1}{2}e_{tt} = -\varepsilon|E_{\text{lin}}|^2 E_{\text{lin}}, \quad e(t, 0) = 0. \quad (5)$$

Применение преобразования Фурье и решение неоднородного уравнения первого порядка дает выражение для Фурье образа функции $e(t, z)$:

$$\hat{e}(\omega, z) = i\varepsilon \exp\left[-i\frac{1}{2}\omega^2 z\right] \int_0^z \exp\left[i\frac{1}{2}\omega^2 y\right] \hat{F}(x, y) dy, \quad (6)$$

где $\hat{F} = \hat{F}(\omega, z)$ – Фурье преобразование правой части уравнения (5).

На конце линии передачи $z = L$ возмущение вследствие нелинейности имеет вид:

$$\hat{e}(\omega, L) = i\varepsilon \exp\left[-i\frac{1}{2}\omega^2 L\right] \int_0^L \exp\left[i\frac{1}{2}\omega^2 y\right] \hat{F}(x, y) dy. \quad (7)$$

В когерентных системах для восстановления исходной последовательности выходной сигнал подвергается линейной процедуре “обратного распространения”. В пространстве Фурье

это эквивалентно умножению Фурье-образа на показатель $\exp\left[i\frac{1}{2}\omega^2 L\right]$ (противоположный знак дисперсии или противоположное направление). Поскольку формула (7) содержит точно такой же экспоненциальный член с отрицательным аргументом, мы заключаем, что результат процедуры "обратного распространения" может быть представлена выражением (8):

$$\hat{e}_{\text{back}}(\omega, L) = i\varepsilon \int_0^L \exp\left[i\frac{1}{2}\omega^2 y\right] \hat{F}(x, y) dy, \quad (8)$$

В переменных координата-время функция $e_{\text{back}}(t, L)$ имеет следующий вид:

$$e_{\text{back}}(t, L) = i\varepsilon \pi^{-\frac{3}{4}} \sum_{k,l,n=1}^N \int_0^L \frac{a_n a_k a_l^*}{\sqrt{3+x^2+2ix}} \exp\left[-\frac{3(1+x^2)}{2(1+9x^2)}(t-T\alpha_{n,k,l}(x))^2 - T^2\beta_{n,k,l}(x)\right] \exp\left[i\left(-\frac{4x}{1+9x^2}(t-Tc_{n,k,l})^2 + T^2b_{n,k,l}(x)\right)\right] dx, \quad (9)$$

здесь:

$$\alpha_{n,k,l}(x) = \frac{n+k+l+3(n+k-l)x^2}{3(1+x^2)}, \quad \beta_{n,k,l}(x) = \frac{n^2+k^2+l^2-nk-lk-kn}{3(1+x^2)}, \quad (10)$$

$$c_{n,k,l} = \frac{k+2l+n}{4}, \quad b_{n,k,l}(x) = \frac{(k-n)^2 x}{4(1+x^2)}.$$

Локализация нелинейных возмущений определяется параметром $\alpha_{n,k,l}(L)$. При больших значениях L импульсы локализованы в центре битовых слотов, причем вклад в произвольный m слот определяется резонансными тройками слотов $m=n+k-l$. В свою очередь веса резонансных троек определяются параметром $\beta_{n,k,l}(L)$. Для перевода DPSK сигнала в формат амплитудной модуляции осуществляется прямое или когерентное декодирование. В первом случае выполняется «последовательное суммирование» соседних импульсов, во втором случае выходной сигнал суммируется с излучением локального осциллятора (лазера) фаза которого синхронизирована с фазой передатчика. В данной работе рассматривается случай прямого детектирования. В идеальном случае ($\varepsilon=0$) результатом сложения импульсов с противоположной фазой является ноль (нулевой бит). Конструктивная интерференция, возникающая при сложении импульсов с одинаковой фазой, порождает импульс удвоенной амплитуды (единичный бит).

Нелинейность оптического волокна приводит нескольким негативным последствиям: искажению фазы импульсов и перераспределению энергии в последовательности импульсов, что влечет за собой появление ошибок при декодировании сигнала. Перераспределение энергии является следствием перекрытия импульсов в результате дисперсионного уширения и четырехволнового взаимодействия их спектральных компонент. Это явление известное в литературе как эффект Мамышева было описано в работе [2]. В линиях с периодической компенсацией дисперсии эффект Мамышева приводит к возникновению паразитных импульсов "призраков", которые могут быть интерпретированы в качестве единичного бита. Импульсы, соответствующие единичным битам в результате потери энергии, могут быть интерпретированы в качестве нулевого бита [3, 4]. Флуктуации интенсивностей выходных импульсов в результате влияния эффекта Мамышева показаны на рис. 1б.

Исходной последовательности импульсов в DPSK формате (рис. 1а) соответствует битовая последовательность [0 0 0 1] в формате амплитудной модуляции. Ошибки, возникающие при прямом декодировании, проиллюстрированы на рис. 2 а, б.

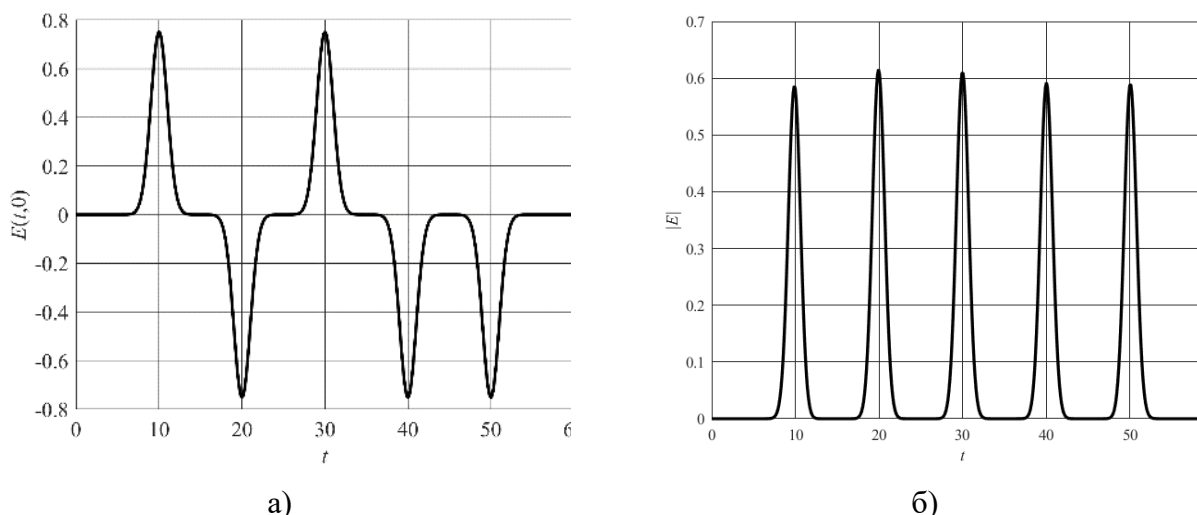


Рис. 1. а) – последовательность входных импульсов с DPSK модуляцией. б) – интенсивности выходных импульсов до конвертирования в формат амплитудной модуляции, $\varepsilon = 0$, $L = 20$, $T = 10$

В идеальном случае нулевому биту соответствует суммирование соседних импульсов с противоположными фазами (деструктивная интерференция). На левом рисунке приведен результат эффектов нелинейности – возникновение ложного импульса. Правый рисунок соответствует единичному биту (конструктивная интерференция).

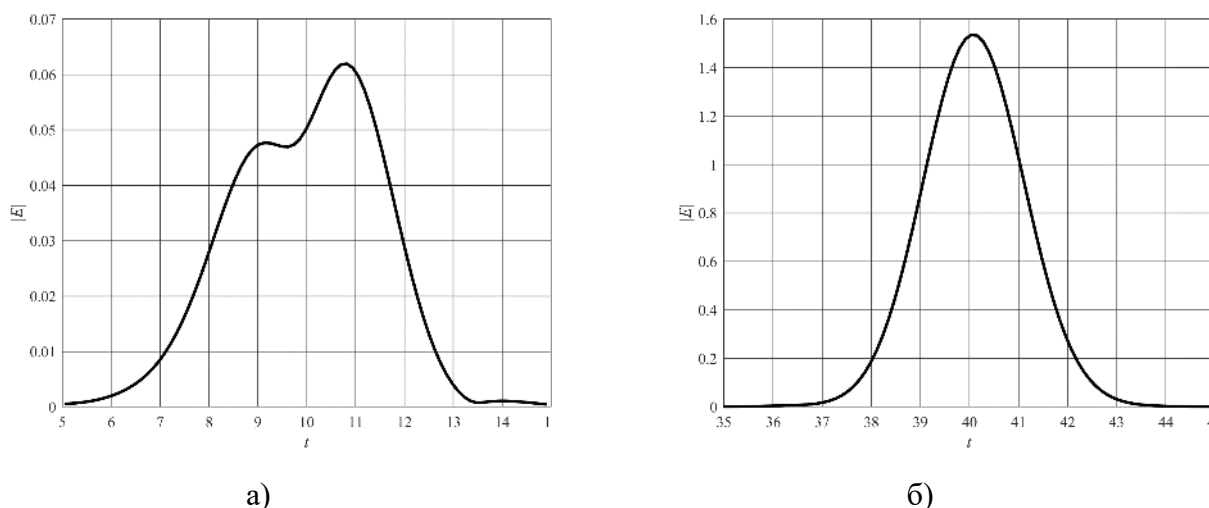


Рис. 2. а) и б) результаты сложения первого и второго; четвертого и пятого импульсов соответственно

Показано, что нелинейные процессы приводят к перераспределению энергии в последовательности импульсов в системах когерентной передачи информации, а также к генерации ложных импульсов. Вычислены нелинейные поправки фазы и амплитуды импульсов.

1. A. Hasegawa and Y. Kodama, *Phys. Rev.*, **66**, 161, (1991).
2. P.V. Mamyshev, N.A. Mamysheva, *Optics Letters*, **24**, №21, 1454-1456, (1999).
3. M. J. Ablowitz, T. Hirooka, G. Biondini, *Optics Letters*, **26**, 459-461, (2001).
4. R.J. Essiambre, B. Mikkelsen, G. Raybon, *Electron. Lett.*, **35**, №18, 1576-1578, (1999).

**МЕТОДЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА В
АКУСТООПТИЧЕСКИХ СЕНСОРНЫХ СЕТЯХ**

Бурдин В.А., Губарева О.Ю.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
Самара, Россия

В работе рассматриваются методы локализации источников звука в акустооптических сенсорных сетях, которые за счет применения волоконно-оптической техники позволяют сочетать преимущества как распределенных, так и сосредоточенных датчиков.

В системах «умный город», «умный дом» и им подобных применяются системы наблюдения и сенсорные устройства различного типа, включая системы видео и аудио-наблюдения. Последние базируются на акустических сенсорных сетях, которые образуются распределенной группой акустических сенсорных устройств с возможностями воспроизведения и записи звука. Одной из задач, для решения которых предназначаются акустические сенсорные сети, является локализация источника звука. В целом, локализация акустических источников может быть достигнута путем изучения энергетических и временных характеристик и/или характеристик диаграмм направленности входящего звука на разных сенсорах и использования подходящей модели, которая связывает эти особенности с пространственным расположением источника (или источников). Современные вычислительные платформы обеспечивают большие возможности для разработки приложений, связанных со звуком, в которых используются узлы акустического восприятия, в том числе для решения рассматриваемой задачи локализация акустических источников. Общие подходы к локализации источников в акустических сенсорных сетях ориентированы на различные типы акустических характеристик, а именно: энергию входящих сигналов, время их прибытия или задержку во времени их прибытия, диаграмму направленности звука, управляемую мощность отклика, формируемую за счет объединения нескольких сигналов акустического сенсора.

Значительных успехов в развитие методов локализации источников звука добились для беспроводных акустических сенсорных сетей. Вместе с тем в последние десятилетия активно развиваются волоконно-оптические акустические сенсорные сети, базирующиеся как на встроенных в оптические волокна сосредоточенных акустических датчиках, например, волоконных решетках Брэгга, так и на распределенных акустических сенсорах, которыми являются собственно оптические волокна. Сегодня волоконно-оптические акустические сенсорные сети применяются в различных охранных системах, сейсмических системах и т.п., в которых также решаются задачи классификации и локализации источников звука. К достоинствам волоконно-оптических акустических сенсорных сетей следует отнести высокую чувствительность, исключение влияний электромагнитных помех, существенное снижение ограничений по полосе пропускания, относительно простые реализации синхронизации, наличие распределенных сенсоров. Немаловажным преимуществом является возможность использования оптических волокон уже проложенных кабелей в качестве распределенных сенсоров.

В предлагаемой работе рассмотрены методы локализации звука применительно к волоконно-оптическим акустическим сенсорным сетям. Демонстрируется дополнительное преимущество таких сетей за счет возможности совместного использования сосредоточенных и распределенных сенсоров.

РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Поляков А.В., Янукович Т.П., Ксенофонов М.А.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

*НИУ «Институт прикладных физических проблем

им. А.Н. Севченко БГУ», Минск, Беларусь

Разработана структура квазираспределенной волоконно-оптической системы измерения высоковольтных напряжений рециркуляционного типа с использованием технологии спектрального мультиплексирования. Принцип измерения основан на регистрации изменения частоты рециркуляции оптических импульсов под воздействием обратного поперечного пьезоэффекта, возникающего в чувствительном элементе, состоящем из пьезокерамической трубки с намотанным волоконным световодом, под воздействием приложенного электрического напряжения. Проведена численная оценка относительной погрешности измерений предложенным методом.

В условиях современных энергонасыщенных производств к метрологическим параметрам электрических датчиков предъявляются жёсткие требования. Это часто приводит к трудноразрешимым проблемам защиты датчиков от различных электромагнитных помех, что особенно важно при значительном удалении датчиков от пунктов сбора информации. Поэтому оптические методы в области электрических измерений в энергетике и промышленности все чаще рассматриваются как перспективная альтернатива электрическим методам. Оптические методы обладают рядом преимуществ перед электрическими: более широкой полосой частот и расширенным динамическим диапазоном; хорошими диэлектрическими свойствами в сочетании с высокой пожарной безопасностью и коррозионной стойкостью и т. д.

Волоконно-оптические датчики электрического напряжения (ВОДН) предназначены, в частности, для удаленного контроля параметров высоковольтных линий электропередач и трансформаторных подстанций, необходимых для электроснабжения предприятий и населённых пунктов. В настоящее время разработаны несколько типов оптических датчиков напряжения с использованием электрооптического эффекта Поккельса (оптическая информация передается по оптоволокну) и макродеформаций оптоволокну, датчики с различными конструктивными сочетаниями оптоволокон и пьезоэлектрических материалов на основе интерферометра Майкельсона, а также датчики на базе волоконно-оптических решеток Брэгга [1–5]. Однако на стабильную работу таких датчиков влияют связанные с интерферометрическими методами измерений факторы: погрешность измерений, возникающая из-за относительного изменения длин плеч интерферометра при флуктуациях температуры и давления; необходимость постоянного контроля поляризации излучения для уменьшения связанного с этим затухания; высокая чувствительность интерференционной картины к вибрациям и другим механическим воздействиям. Разрешающая способность измерителей на основе волоконных брэгговских решеток ограничивается шириной их спектральной линии отражения и разрешением оптического спектроанализатора. Все изложенное выше обуславливает актуальность разработки новых методов регистрации и обработки оптических сигналов и построения высоковольтных волоконно-оптических измерительных систем, сочетающих в себе основные принципы надёжности и дешевизны с многофункциональностью и высокой точностью измерений.

Для контроля напряжения предлагается использовать квазираспределенный волоконно-оптический датчик электрического напряжения, принцип действия которого основан на регистрации изменения частоты рециркуляции одиночного импульса на отдельных длинах волн. Измерение электрического напряжения осуществляется на основе последовательного отслеживания изменения разности частот рециркуляции на соседних участках на разных длинах волн: $\Delta f_i(U) = f_{i-1}(\lambda_{i-1}) - f_i(\lambda_i)$. Изменение частоты рециркуляции можно регистрировать с

высокой точностью при относительной долговременной нестабильности частоты рециркуляции в пределах $(2-6) \cdot 10^{-6}$ (в зависимости от длины волоконного световода) при времени измерения 1 с [6]. Чувствительным элементом является пьезокерамическая трубка (ПЗТ), на которую намотан волоконный световод (ВС) и жестко на ней зафиксирован. В данном устройстве используется обратный поперечный пьезоэффект, при котором приложенное к трубке напряжение приводит к изменению ее размеров, что влечет за собой изменение длины волоконного световода, его показателя преломления и, следовательно, частоты рециркуляции. Одновременное измерение напряжения на нескольких высоковольтных линиях проводится за счет применения WDM-технологии. Спектральная селекция излучения осуществляется с помощью волоконных брэгговских решеток (ВБР) с различным периодом, расположенных перед и после каждой ПЗТ с намотанным волокном. Параметры ВБР подобраны таким образом, что каждая решетка настроена на отражение определенной длины волны $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$.

Одной из основных метрологических характеристик измерительной системы является погрешность ее измерений, которая, как правило, определяется при метрологической аттестации конкретного прибора. Поскольку в данной работе проводились теоретические оценки, то более корректно говорить об одной из составляющих общей погрешности – погрешности метода измерений (ПМИ). Величина ПМИ связана с разрешающей способностью измерителя, причем, чем меньше ПМИ, тем выше разрешающая способность. Разрешающая способность датчика, т.е. минимальное изменение измеряемой физической величины, которое может быть однозначно и достоверно зафиксировано, во многом зависит от нестабильности частоты рециркуляции. Погрешность метода измерений ВОДН рециркуляционного типа определялось условием, что относительное изменение частоты рециркуляции при воздействии на ВС, должно превышать максимальную величину относительной долговременной нестабильности частоты рециркуляции χ_{\max} для выбранной длины ВС, которая обусловлена влиянием не связанных с измеряемой физической величиной внешних и внутренних дестабилизирующих факторов.

В работе [7] получили выражение для расчета погрешности метода измерения ВОДН:

$$\Delta U_{\min} = \frac{\chi_{\max} (L_0 d_B + 2\pi\xi\gamma irh)}{4\pi\xi\gamma (1 - \chi_{\max}) d_{31} r}, \quad (1)$$

где L_0 – длина волокна, не подвергающегося деформирующему воздействию; d_B – диаметр ВС; ξ – эффект фотоупругости, возникающий в растянутой части волокна; γ – коэффициент связи, характеризующий степень передачи деформации от ПЗТ к ВС; i – номер измерительной ПЗТ; h – высота ПЗТ; d_{31} – пьезоэлектрическая постоянная.

Результаты численного моделирования показали, что наибольшее уменьшение погрешности наблюдается до радиуса ПЗТ $r=12$ см, а при дальнейшем увеличении поперечных размеров трубки выигрыш в разрешающей способности уже не был столь существенными. Из формулы (1) следует, что при возрастании номера измеряемой высоковольтной линии (т.е. при возрастании общей длины волокна), погрешность измерений будет увеличиваться. Зафиксировали радиус ПЗТ $r=12$ см и вычислили погрешность метода измерений напряжения для каждой контролируемой высоковольтной линии $i=1, 2, 3, 4, 5$ (Рис.) при мониторинге величины действующего напряжения $U_{\max}=20$ кВт для различных типов ПЗТ. Получили, что для одиночного точечного датчика относительная ПМИ не превышала 0,8 % для PZT-4 и 0,3 % для PZT-5H и ПКР-73, в то время как если точки измерения пространственно разнесены на большое расстояние и в качестве информационной линии применяли один световод, то погрешность для самых удаленных датчиков увеличивалась в 3,5–3,8 раза.

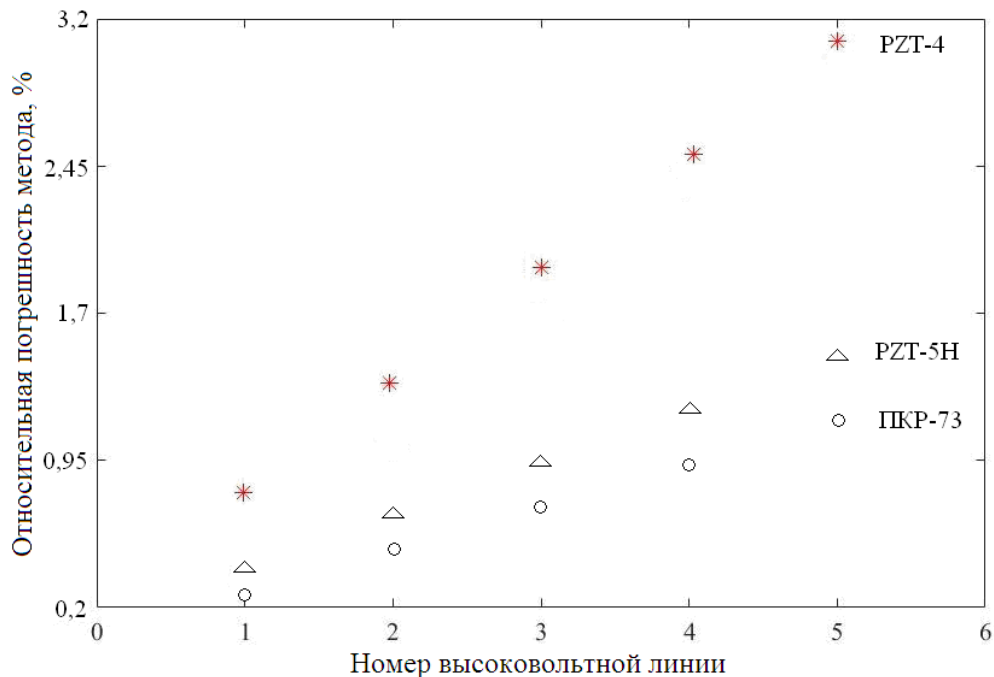


Рисунок Зависимости относительной погрешности метода измерений квазираспределённого датчика от номера i измерительной секции при использовании пьезокерамических трубок из разного материала

1. A. Kumada, K. Hidaka, *IEEE Trans. Power Delivery*, **28**, 1306–1313, (2013).
2. K. Soobong, P. Jaehae, H. Won-Taek, *Microwave and Optical Technology Letters*, **51**, 1689–1691, (2009).
3. X. Chen, S. He, D. Li, K. Wang, Y. Fan, S. Wu, *IEEE Sensors Journal*, **16**, P. 349–354, (2016).
4. Q. Yang, Y. He, S. Sun, M. Luo, R. Han, *Review of Scientific Instruments*, **88**, P. 500–505, (2017).
5. P. Wang, Y. Semenova, Q. Wu, G. A. Farrell, *Optics and Laser Technology*, **43**, P. 922–924, (2011).
6. М.А. Ксенофонтов, А. В. Поляков, *Электроника-инфо*, №5, 76–80, (2010).
7. А.В. Поляков, М.А. Ксенофонтов, *Измерительная техника*, № 2, 38–44, (2020).
8. А.В. Поляков, М.А. Ксенофонтов, [Электронный ресурс] Мониторинг высоковольтного напряжения с помощью оптоволоконной рециркуляционной измерительной системы. Режим доступа: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=42564323>. (Дата обращения: 11.06.2020).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ УГЛА МАЯТНИКОВОГО ТИПА

Бадеева Е.А., Кукушкин А.Н., Савочкина М.М., Мотин А.В.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

В данной работе рассматривается волоконно-оптический преобразователь угла маятникового типа. Представлены методики проведения экспериментов, состав испытательных установок. Описан физический процесс при изменении угла положения. На основе полученных данных построена градуировочная характеристика.

Используются сокращения: ВОП – волоконно-оптический преобразователь; ОВ – оптическое волокно; ПОВ – подводящее оптическое волокно; ООВ – отводящее оптическое волокно.

Рассмотрим волоконно-оптический преобразователь угла маятникового типа на основе цилиндрической линзы (рисунок 1).

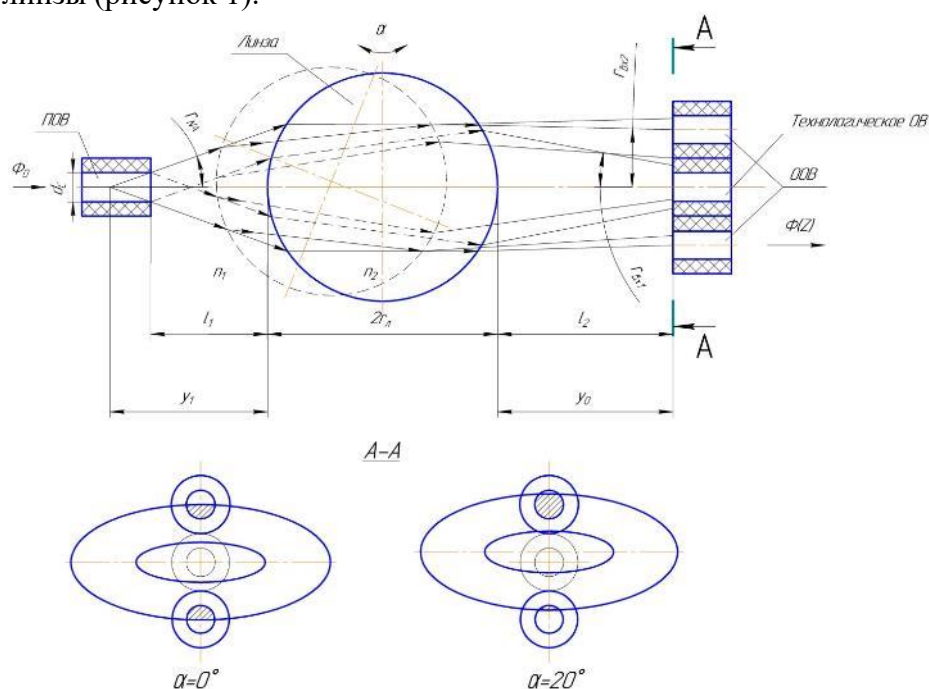


Рис. 1. Расчетно-конструктивная схема измерительного преобразователя при модуляции светового потока с помощью цилиндрической линзы

Модуляция светового потока с использованием цилиндрической линзы происходит следующим образом. Лучи света 1 и 2 с выхода излучающего торца ПОВ выходят под апертурным углом Θ_{NA} и падают под углами α_1 и α_2 на сферическую поверхность линзы. После чего лучи преломляются, проходят через линзу, вторично падают на противоположную поверхность линзы, преломляются, фокусируются в направлении приемного торца ООВ. Изображение излучающего торца ПОВ в плоскости А-А, где расположен приемный торец ООВ, представляет собой освещенную кольцевую площадку.

Основу волоконно-оптического преобразователя составляет модель функции преобразования, $\Phi(\alpha)$ ВОП имеет вид

$$\Phi(\alpha) = K\Phi_0, \tag{1}$$

где K - коэффициент передачи оптического тракта "ПОВ - линза - ООВ".

$$K = \frac{S_{np}}{S_k}, \tag{2}$$

где S_{np} - освещенная площадь приемных торцов ООВ; S_k - площадь освещенной зоны в плоскости приемных торцов ООВ.

При перемещении линзы в направлении X и Z относительно оптических волокон из своего начального положения лучи света 1 и 2 с выхода излучающего торца ПОВ будут падать на поверхность линзы под углами α_1 и α_2 , отличные от своего значения в нейтральном положении. Далее лучи преломляются, проходят через тело линзы под углами $\beta_1(\alpha)$ и $\beta_2(\alpha)$ соответственно, вторично падают на противоположную поверхность линзы под углами $\beta_1(\alpha)$ и $\beta_2(\alpha)$, преломляются и под углами $\gamma_1(\alpha)$ и $\gamma_2(\alpha)$ фокусируются в направлении приемных торцов отводящих оптических волокон, падают на приемную поверхность ООВ под углами θ_{ex1} и θ_{ex2} , соответственно.

Для снятия градуировочной характеристики сначала определяется математическая модель $y_0 = f_0(x)$, а обратная ей функция $x = \varphi(y_0) = f_0^{-1}(y_0)$ является градуировочной характеристикой.

Схема для снятия градуировочной характеристики ВОП представлена на рисунке 2.

Тестирование проводилось на волоконно-оптическом датчике больших угловых перемещений, в котором реализован преобразователь на основе цилиндрической линзы.

Внешний вид представлен на рисунке 3.

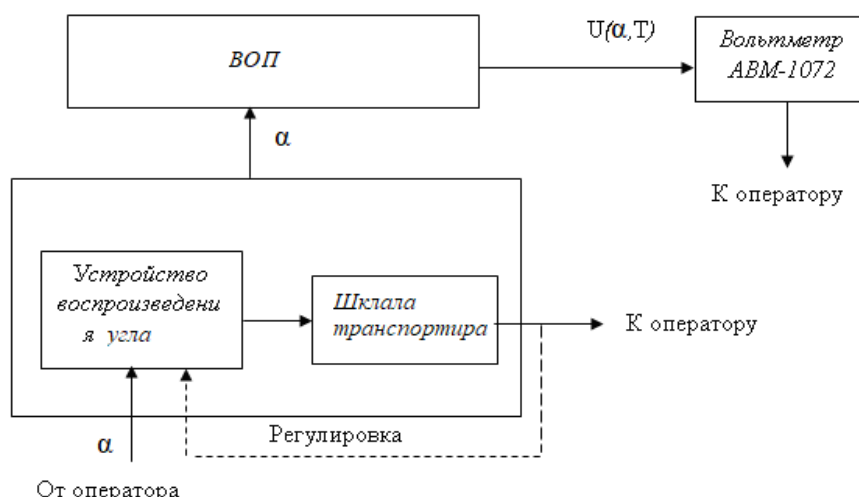


Рис. 2. Схема для снятия градуировочной характеристики ВОП



Рис. 3. Волоконно-оптический датчик больших угловых перемещений

Измерения производились с помощью электронного угломера, на котором задавался угол наклона (рисунок 4).



Рис. 4. Стенд для снятия градуировочной характеристики

1. Т.И. Мурашкина, Теория, расчет и проектирование волоконно-оптических измерительных приборов и систем: Учебное пособие. - Пенза: Издательство Пензенского государственного университета, 1999.

2. Дж. Гауэр, Оптические системы связи: Перевод с английского - М: Радио и связь, 1989.

3. Т.И. Murashkina, E.A. Badeeva, O.V. Yurova, M.M.Savochkina, A.V. Motin, Transformation of Signals in the Optic Systems of Differenzial-type Fiber-Optic Transducers // Journal of Engineering and Applied Sciences. – 2016. – Vol. 11, Iss. 13. – P. 2853–2857.

4. Т.И. Murashkina, A.V. Motin, E.A. Badeeva, Mathematical simulation of the optical system of a fiber-optic measuring micro motion converter with a cylindrical lens modulation element // Journal of Physics: Conference Series (JPCS): 012101 – January 2017. – Vol. 803(1).

ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ТГц ИМПУЛЬСОВ

Парпулова К.В., Мельник М.В., Медведева С.С., Гайдаш А.А.,
Цыпкин А.Н.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе демонстрируется возможность формирования последовательности импульсов и соответствующей частотной гребенки путем интерференции chirпированных ТГц импульсов с временной задержкой много меньше их длительности. Показана возможность кодирования и передачи информации в таких структурах с помощью вырезания отдельных пиков в частотной гребенке. Рассчитанная пропускная способность канала связи основного на данном методе демонстрирует его конкурентоспособность с существующими методами, использующими непрерывное ТГц излучение.

В настоящее время быстрая, устойчивая и защищённая связь стала одной из базовых потребностей человека. С каждым годом наблюдается прирост количества передаваемой информации по всему миру. В таких условиях становится острым вопрос модификации существующих систем передачи информации. Уже известно, что шестое поколение мобильной связи будет работать в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [1]. В связи с тем, что импульсное ТГц излучение обладает достаточно сильным поглощением в свободном пространстве [2], то его предлагается использовать именно в системах передачи информации на малые расстояния [3]. Одним из перспективных методов кодирования информации для использования в стандартных системах WDM видимого и ближнего ИК диапазонов, а также в будущих ТГц беспроводных системах связи на малые расстояния, является формирование последовательности импульсов и соответствующей частотной гребенки.

В данной работе демонстрируется возможность формирования последовательности ТГц импульсов и соответствующей частотной гребенки путем интерференции chirпированных импульсов с временной задержкой много меньше их длительности. Показана возможность кодирования информации в таких структурах с помощью вырезания отдельных пиков в частотной гребенке, а также исследуется пропускная способность канала связи основного на данном методе.

Математически, chirпированный ТГц импульс можно представить в следующем виде (1):

$$E = E_0 \times \exp\left(-2 \frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \sin(\omega_0(1 + \exp(\alpha_0 t))t), \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда импульса, τ_0 – длительность импульса, α_0 – chirп импульса.

Как было показано в [4], при интерференции двух таких chirпированных импульсов с временной задержкой много меньше их длительности, происходит формирование квазидискретной спектральной структуры и последовательности импульсов во времени. Благодаря малой временной задержке между импульсами данные структуры полностью соответствуют друг другу, поэтому с помощью таких структур возможно закодировать и передать амплитудно-модулированный сигнал.

Логический ноль кодируется путем вырезания пика в спектре сигнала. Таким образом, на рисунке 1 показана амплитудная модуляция терагерцового импульса с помощью числовой последовательности 1011.

Как видно из рисунка 2, при распространении такого сигнала в воздухе временная структура сигнала расплывается из-за дисперсионных эффектов среды, а спектр такого сигнала меняться не будет, так как передача происходит в режиме с нормальной дисперсией.

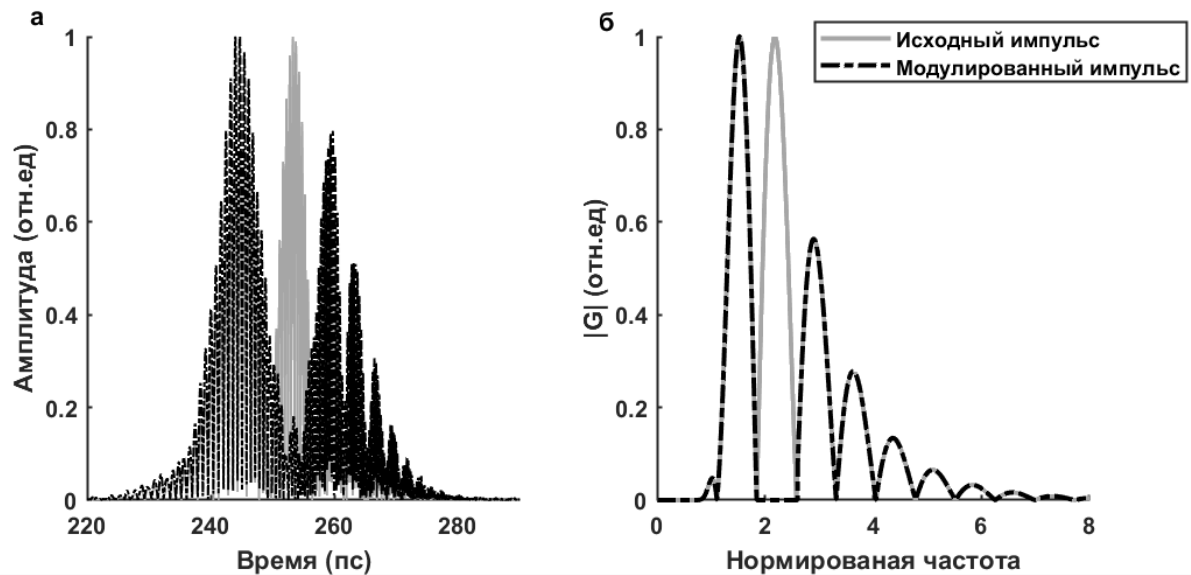


Рис. 1. Амплитудная модуляция ТГц импульса во временной (а) и в спектральной (б) области

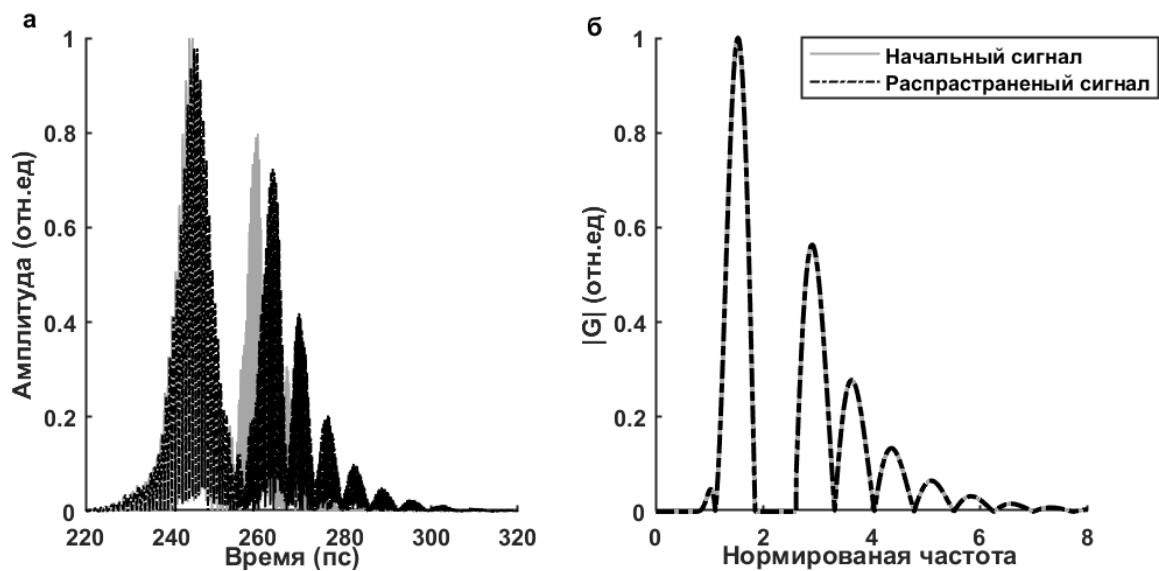


Рис. 2. Распространение ТГц импульса в воздухе. Временная (а) и спектральная (б) структура сигнала

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 17-00-00272.

1. H. Elayan, et al., *IEEE Open Journal of the Communications Society*, **1**, 1-32, (2019).
2. T. Schneider, et al., *IEEE Transactions on Terahertz Sci. Technol.* **2**, 250–256 (2012).
3. C. Han, A.O. Bicen & I.F. Akyildiz, *IEEE Transactions on Signal Process.* **64**, 910–922 (2015).
4. M. Melnik, et al., *Applied Physics B*, **125**, №6, 98, (2019).

ЗАВИСИМОСТЬ КАЧЕСТВА ФОТОГРАММЕТРИЧЕСКИХ 3D МОДЕЛЕЙ ОТ СООТНОШЕНИЯ РАЗМЕРОВ ГОЛОГРАММЫ И РЕГИСТРИРУЕМОГО ОБЪЕКТА

Смочелюк Е.Л.*, Калантаевский И.Э.*, Рабош Е.В., Балбекин Н.С.,
Макаров Е.А., Петров Н.В.

*БГТУ "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

С использованием метода фотограмметрии выполнена оцифровка объектов и их голографических образов. Исследовано влияние заполнения объектом кадра на качество построения трехмерных моделей.

Термин «голография» был введен в употребление венгерским ученым Д. Габором в 1947 году [1]. После присуждения ему Нобелевской премии за работу по записи интерференционной картины от бинарного объекта голографию принято считать самостоятельным разделом оптической физики. С каждым годом её огромный потенциал привлекает всё больше исследователей, в том числе и из смежных областей науки. К настоящему времени голограммы широко используются в оптическом приборостроении, в информационных системах в качестве устройств маршрутизации, согласования и спектрального уплотнения информационных каналов, в исследованиях по определению размеров частиц, в устройствах памяти, в музейном деле и т.д. [1-4]. Тем не менее, на сегодняшний день методы количественной оценки качества изображения объекта, зарегистрированного на аналоговую изобразительную голограмму, практически отсутствуют. Необходимость проведения подобных исследований описана подробнее в работе [3].

В рамках данного исследования одной из важных для решения задач является адаптация метода фотограмметрии для оцифровки изобразительных голограмм отражательного типа, записанных по методу Ю.Н. Денисюка (рис. 1). Основная задача фотограмметрии заключается в установлении математической зависимости расположения объекта на снимке от расположения объекта в пространстве [5]. Так, для построения 3D модели объекта достаточно сделать 20-30 его снимков с разных ракурсов, вращая объект вокруг вертикальной оси. В то же время угол обзора голограммы ограничен и варьируется приблизительно от 30 до 120 градусов, если сделать поправку для случая, когда изображение не перекрывается боковыми гранями фотопластины.

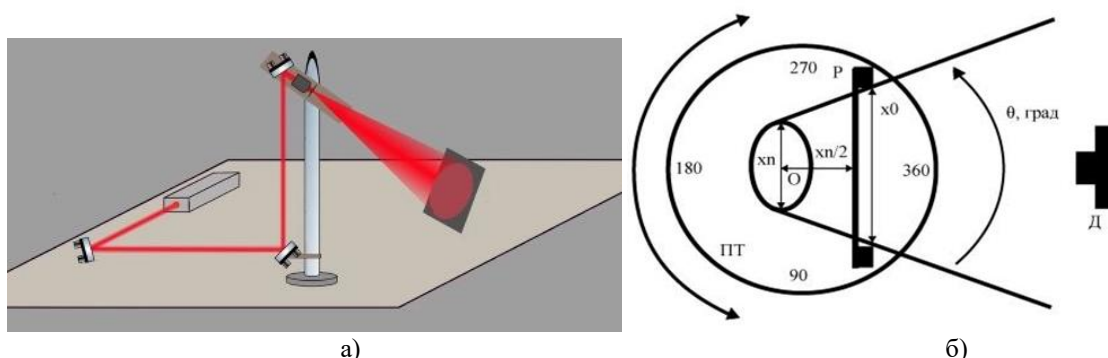


Рис. 1. Экспериментальные установки: а) схема записи голограмм по методу Ю.Н. Денисюка (прямая съемка), б) схема для фотографирования объектов исследования

Таким образом, для получения полноценной трехмерной модели объекта, построенного при помощи метода фотограмметрии применительно к голограмме объекта (3Dh модели), потребуется не менее трех голограмм объекта, записанного под разными ракурсами. В условиях ограниченного угла обзора, при построении модели с использованием только одной голограммы мы будем получать 3D поверхность.

В настоящей работе мы имитировали ограничение угла обзора в процессе фотографирования объектов (см. рисунок 2 верхний ряд) с целью дальнейшего сравнения результирующих 3D и 3Dh поверхностей. В качестве ограничителя была использована рамка тех же размеров (102 x 127 мм), что и фотопластины, использованные при записи голограмм. Рамка, при изменении угла наблюдения, в определенный момент перекрывала снимаемый объект как и боковые грани фотопластинки голограммы не позволяют под определенным углом увидеть полное изображение с определенного ракурса зарегистрированного объекта. На рисунке 2 представлены объекты исследования и заполняемость «кадра» в миллиметрах. Для упрощения в данном случае под заполняемостью будем понимать отношение линейных размеров объекта и рамки по горизонтальной оси $dX = 100\% * (Xn/Xo)$, где Xo - поперечный размер рамки, а Xn - линейный размер выбранного объекта по горизонтальной оси.

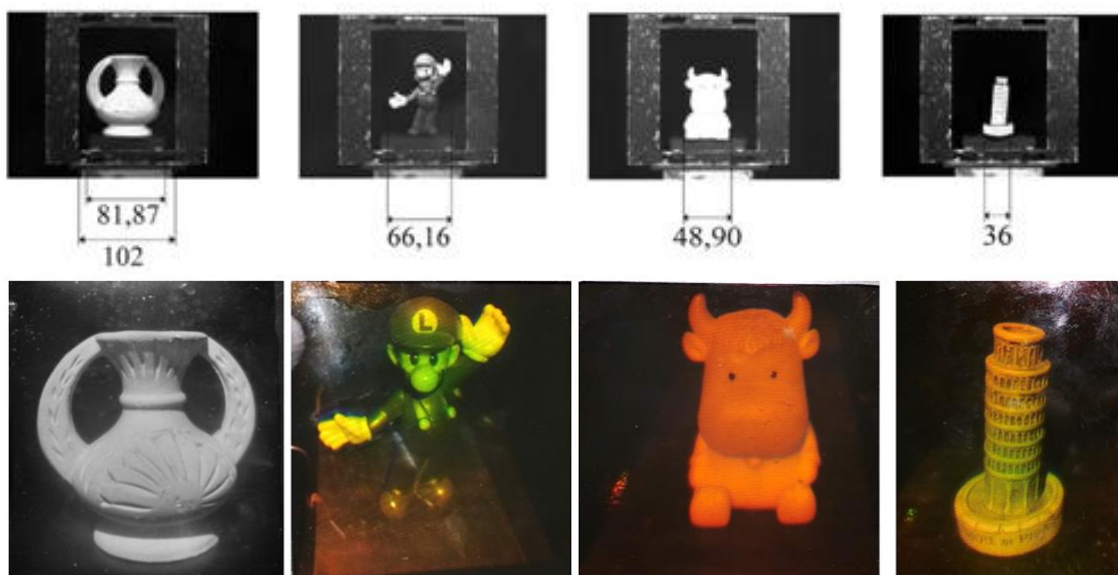


Рис. 2. Объекты исследования. Верхний ряд – объекты с имитацией ограничения угла обзора. Нижний ряд – голограммы исследуемых объектов. Поперечные размеры рамки и объектов указаны в миллиметрах

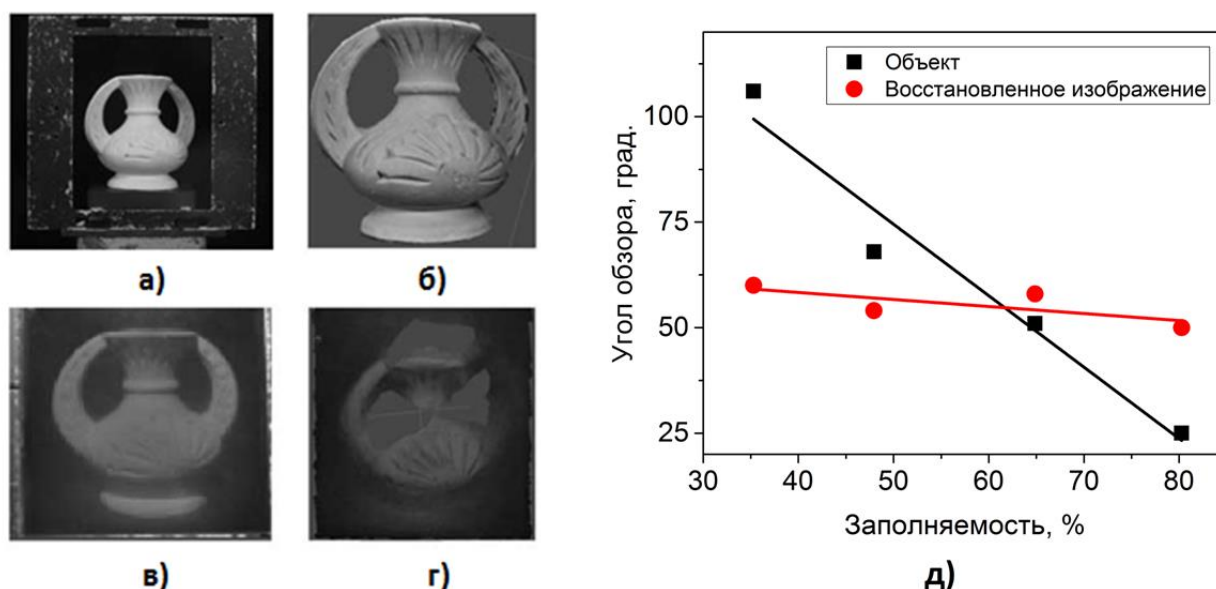


Рис. 3. Результаты исследований. На рисунке изображены фотографии Вазы: а) объект, б) голограмма, в) 3D модель объекта, г) 3Dh модель; а также графики зависимости угла обзора для объектов и восстановленных изображений

Далее были записаны монохромные голограммы (λ - 640 нм) выбранных объектов (рисунок 2 нижний ряд). Аналогичным способом выполнена оцифровка голограмм. Сравнение полученных 3D и 3Dh моделей было проведено путем сопоставления сечений выбранных областей.

Работа была проведена в несколько этапов. На первом этапе были построены 3D модели на основе серии фотографий объектов, ограниченных рамкой. Каждый объект располагался на поворотном трансляторе таким образом, что его центр находился на расстоянии $X_n/2$ от плоскости рамки (рисунок 1б). По результатам проведенного эксперимента была получена зависимость угла обзора объекта за рамкой от заполняемости объектом пространства внутри рамки.

Анализ полученных трехмерных моделей объектов, построенных при помощи метода фотограмметрии применительно к объектам и их голографическим копиям, позволил сформировать рекомендации при подборе объектов и композиций [6] для записи голограмм и последующей оцифровки, а также изучить особенности оцифровки аналоговых изобразительных монохромных голограмм, записанных по методу Ю.Н. Денисюка.

1. С.Н. Корешев, *Основы голографии и голограммной оптики*. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. – 97 с.

2. В. J. Thompson., J. H. Ward, W. R. Zinky, *Application of hologram techniques for particle size analysis* // *Applied Optics*. – 1967. – Vol. 6. – Is. 3. – P. 519-526.

3. Е.В Рабош, et al., *Построение 3D-модели изображения объемной отражательной голограммы методом фотограмметрии* // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2019. Т. **19**. № 6. С. 1013–1021.

4. Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин, *Оптическая голография*. - Мир. 1973. 698 с.

5. Е.В. Козин, А.Г. Карманов, Н.А Карманова. *Фотограмметрия: Учебное пособие* / Рецензенты: Актерский Ю.Е. - Санкт-Петербург: Университет ИТМО, 2019. - 142 с.

6. С. Vouleau, *The painter's secret geometry: A study of composition in art*. – Courier Corporation, 2014. – 271 p.

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Адам Ю.А., Наседкин Б.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлена программная модель вычислительных фантомных изображений. Рассмотрена зависимость соотношения сигнал/шум для различного числа реализаций.

Фантомное изображение – это специальная техника по восстановлению информации о неизвестном объекте. В стандартной схеме наблюдения изображения присутствуют источник света, облучаемый объект, набор оптических элементов и система регистрации. В отличие от этого, для получения фантомных изображений используют корреляции между двумя пучками, возникающими в результате прохождения светоделителя [1]. Для восстановления фантомного изображения применяется корреляционная функция интенсивностей зондирующего и воспроизводящего плеч.

Вычислительное фантомное изображение является продолжением и развитием идей, представленных в стандартной схеме. Здесь в качестве светоделителя и рассеивающей среды, которая используется при псевдотепловом источнике, применяется пространственный модулятор света [2]. Данная конфигурация позволяет использовать только зондирующее плечо, тогда как результаты измерений воспроизводящего плеча модулируются на компьютере, исходя из параметров источника и фазовой задержки пространственного модулятора. Регистрация фантомного изображения также осуществляется путем вычисления корреляционной функции. Только теперь интенсивность зондирующего плеча регистрируется собирающим детектором, а распределение интенсивностей воспроизводящего плеча рассчитывается на компьютере.

В разработанной компьютерной модели для упрощения мы отказались от описания входного поля для пространственного модулятора света, приняв его равным единице. В ходе работы были описаны параметры пространственного модулятора и процесса восстановления объекта с помощью корреляционной функции. Фазовая маска на пространственном модуляторе света $I(x, y)$ представляла собой матрицу со случайными значениями в промежутке от 0 до 1. Эта же матрица использовалась в качестве вычисленного в виртуальном воспроизводящем плече пространственного распределения интенсивностей. Объект в зондирующем плече также представлял собой матрицу $T(x, y)$, где 0 обозначал поглощение света, а 1 его пропускание. Интенсивность B , регистрируемая на собирающем детекторе, моделировалась путем перемножения фазовой маски $I(x, y)$ с маской объекта $T(x, y)$. Изображение восстанавливалось с помощью корреляционной функции интенсивностей, представленной формулой (1), где $\langle \cdot \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_r \cdot$ обозначает среднее по N реализациям.

$$G(x, y) = \langle B I(x, y) \rangle - \langle B \rangle \langle I(x, y) \rangle. \quad (1)$$

В качестве объекта в компьютерной модели был использован логотип Университета ИТМО, представленный на рис. 1. Он был разделен в соотношении 300 на 300 пикселей. На рис. 2-4 представлены восстановленные изображения с различным числом реализаций. Видно, что с ростом числа повторений изображение становится все более различимым. Для различных объектов качество проявления изображения при одинаковом числе реализаций будет отличаться.

Важным параметром при анализе восстановленных изображений является соотношение сигнал-шум, представленного формулой (2). При использовании псевдотеплового источника он определяется, как квадратный корень отношения числа реализаций N к среднему числу спекл N_s , прошедших через объект.

$$SNR \propto \sqrt{N/N_s}. \quad (2)$$

На рис. 5 представлен график зависимости соотношения сигнал-шум от числа реализаций. По данному графику видно, что при росте числа повторений соотношение сигнал-шум

испытывает рост, что согласуется с результатами восстановленных изображений. Изображение можно считать различимым для случая, когда данное соотношение больше единицы.



Рис. 1. Изображение объекта



Рис. 2. Восстановленное изображение при 500 реализациях



Рис. 3. Восстановленное изображение при 5000 реализациях

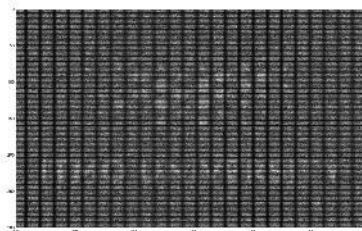


Рис. 4. Восстановленное изображение при 20000 реализациях

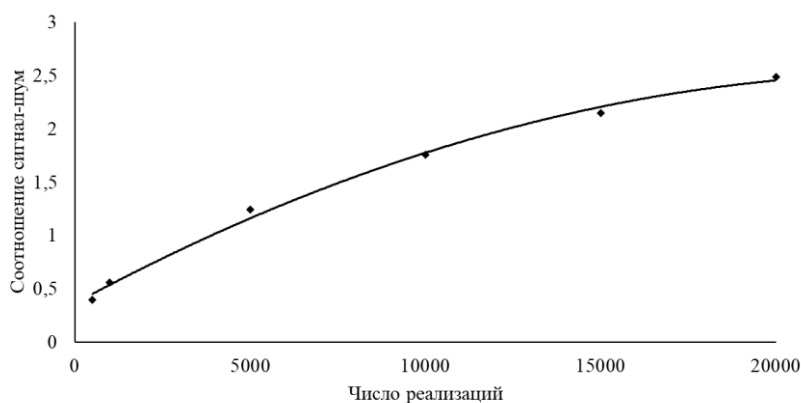


Рис. 5. Зависимость соотношения сигнал-шум от числа реализаций

В ходе данной работы была разработана компьютерная модель вычислительных фантомных изображений. Изображения становятся различимыми при соотношении сигнал шум больше единицы. Конфигурация изображения влияет на качество передачи информации. Полученные результаты согласуются с другими работами по данной тематике.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт № 2019-0903).

1. F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti, M. Bache, E. Brambilla, L. A. Lugiato, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, №18, 183602, (2005).

2. Y. Bromberg, O. Katz, Y. Silberberg, *Phys. Rev. A*, **79**, №5, 053840, (2009).

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ КВАНТОВО-ПОДОБНЫХ КОГНИТИВНЫХ ФЕНОМЕНОВ: МОЖНО ЛИ МОДЕЛИРОВАТЬ НРАВСТВЕННОСТЬ?

Павлов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена зависимость радиуса отклика bf схемы голографии Фурье кольцевой архитектуры при моделировании редуцирования когнитивного диссонанса на логике с исключением. Показано что, нарушение формулы полной вероятности для дизъюнкции несовместных событий определяется радиусом корреляции записанного на голограмме эталонного образа. Даны результаты численного моделирования. Предложена гипотеза о представлении и измерении нравственных качеств в терминах параметров схемы голографии Фурье как аналога материального носителя интеллекта.

Усложнение задач обработки информации ставит на повестку дня обращение к моделям и методам, применяемым человеком для их решения. Один из таких классов задач – принятие решений в условиях неопределенности. Как показывают экспериментальные исследования [1–5], человек принимает не такие решения, какие предполагают модели, основанные на строгой (классической) логике – его решения нерациональны, нарушают законы классических логик и теории вероятности. В поисках объяснения этих феноменов выдвигался ряд гипотез и предлагался ряд моделей механизмов принятия решений, в контексте настоящего доклада нас интересует подход, который может быть определен термином «квантовый» [4–10].

Квантовый подход основан на том, что формальное применение математического аппарата квантовой механики дало более адекватное описание выявленных в экспериментах когнитивных феноменов, в частности, нарушение классических законов дизъюнкции несовместных [4–10] и конъюнкции независимых [11] событий. Применение квантово-механического формализма имело место на сугубо абстрактном уровне и не сопровождалось апелляцией к квантовой физике на уровне явлений или механизмов работы мозга и принятия решений.

В работах [12, 13] рассмотрена реализация феномена нарушения закона классической конъюнкции независимых событий методом голографии Фурье и показано, что он имеет вполне классический механизм, основанный на нелинейности экспозиционных характеристик регистрирующих сред. В докладе [14] на примере реализации некооперативной игры «Дилемма заключенного» методом голографии Фурье показано, что нарушение закона дизъюнкции несовместных событий также имеет вполне классический механизм – редуцирование когнитивного диссонанса.

Важнейший атрибут принятия решения человеком в ситуации выбора, не учитываемый в формальных моделях обработки информации – актуальность таких факторов, традиционно относимых к сугубо философским категориям, как мораль и нравственность. Соответственно, встает задача их включения в модель, в том числе, их измерения. Первый шаг к решению этой задачи не в плане общих рассуждений, а на уровне физическом и математическом – определение конкретного физического механизма их «работы» в материальном носителе интеллекта при принятии решения.

Настоящий доклад основан на показанном в [14] механизме выбора альтернатив bf схемой голографии Фурье кольцевой архитектуры (рис. 1) на примере реализации альтернативной игры «Дилемма заключенного» и развивает один из его результатов.

«Дилемма заключенного» относится к антагонистическим играм и заключается в принятии одним из двух игроков (попавших в полицию злоумышленников) одной из взаимоисключающих стратегий: A – предать поделщика, пойдя на сделку со следствием или B – молчать на допросе, повлиять на чужое решение игрок не может.

В опытах [1] игроку предлагалось принять решение в ситуациях:

- a. ему известно, что другой игрок принял решение *A* (предал его);
- b. ему известно, что другой игрок принял решение *B* (молчит на допросе);
- c. решение другого игрока неизвестно.

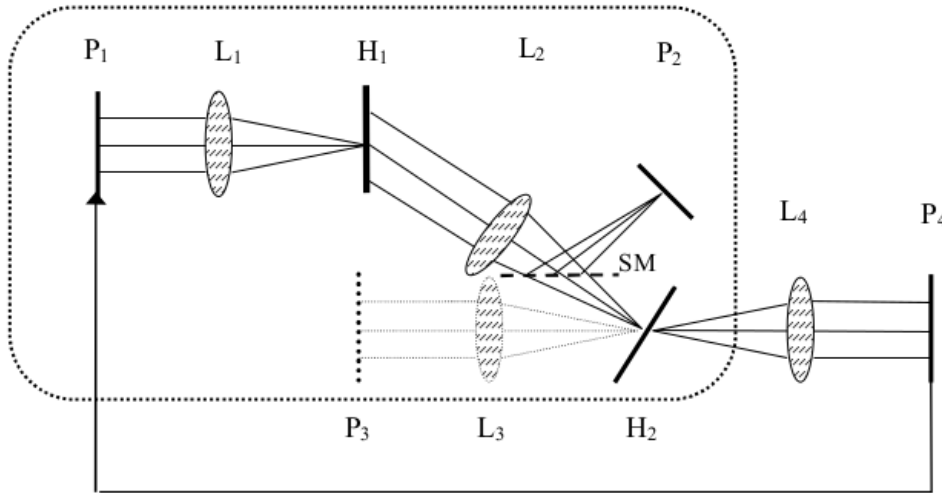


Рис. 1. 6f схема голографии Фурье резонансной архитектуры: P_1, P_2, P_3, P_4 – плоскости входная, корреляций, эталона для записи голограммы H_2 и выходная, связанная с входной видеотрактом (стрелка внизу), соответственно, L_1, L_2, L_3, L_4 – фурье-преобразующие линзы, H_1 и H_2 – голограммы Фурье, хранящие альтернативы и расположенные в задних фокальных плоскостях линз L_1 и L_2, L_3 , соответственно, SM – светоделитель, плоский опорный пучок для записи голограммы H_1 не показан

Важная особенность процесса принятия решения «а» – возникновение у игрока когнитивного диссонанса при известии о молчании подельника и необходимость принять решение быстро, на первых шагах редуцирования когнитивного диссонанса.

В качестве меры (оценки) решений в экспериментах [1–5] использовалась вероятность, полученная в результате опросов группы респондентов: оценка решения «предать» в ситуации «а» – $\Pr(B_i|A_{i-1})$, оценка решения «предать» в ситуации «b» – $\Pr(B_i|B_{i-1})$, оценка решения «предать» в ситуации «с» – $\Pr(B_i)$. Две первые оценки – условные, последняя – полная или безусловная, нижние индексы означают номер итерации, на которой принимается решение, нулевой итерацией принята ситуация «с», проявляющая внутренние, прагматические, установки игрока: «молчать – невыгодно».

В экспериментах [1–5] был получен порядок оценок

$$\Pr(B_i|B_{i-1}) > \Pr(B_i|A_{i-1}) > \Pr(B_i), \quad (1)$$

противоречащий классической формуле полной вероятности, согласно которой она должна находиться в интервале условных $[\Pr(B_i|B_{i-1}), \Pr(B_i|A_{i-1})]$ оценок. В докладе [14] показано, что радиус корреляционного отклика r , формируемого схемой Рис.1 в плоскости P_2 , удовлетворяет определению квадратичной меры, т.е. эквивалентен вероятностной мере. На рис. 2 даны зависимости безусловной $\Pr(B_0)$ и условной $\Pr(B_2|A_1)$ оценок от отношения полуширин спектров образов, представляющих альтернативы *A* и *B* для двух значений радиусов автокорреляции образа, записанного на голограмме H_1 r^{GMP} от меры различия игроком альтернатив, в качестве которой взято отношение полуширин спектров амплитуд образов, представляющих альтернативы

$$V = \frac{V_{0.606}^A}{V_{0.606}^B}. \quad (2)$$

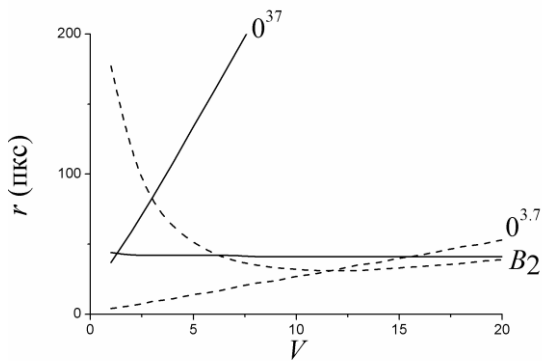


Рис. 2. Зависимости оценок входного образа $In(x,y)$ от V :

0 – безусловные оценки, формируемые $4f$ схемой;
 B_2 – условные оценки $\Pr(B_2|A_1)$, формируемые $6f$ схемой на второй итерации; сплошные линии для $r^{GMP}=37$ пкс., штриховые - $r^{GMP}=3,7$ пкс.

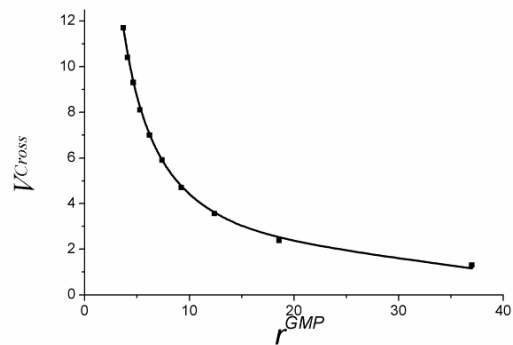


Рис. 3. Зависимости точки пересечения условной и безусловной оценок от радиуса автокорреляции образа, записанного на голограмме H_1 , представляющей внутреннее убеждение «молчать – невыгодно»: точки – моделирование, линия – аппроксимация гиперболой

Из рис. 2 видно, что диапазоне $[1, V^{Cross}]$, где V^{Cross} – точка пересечения зависимостей условной и безусловной оценок, имеем порядок $\Pr(B_2|A_1) > \Pr(B_0)$, соответствующий экспериментально полученному в [1–5] и противоречащий классической формуле полной вероятности. V^{Cross} зависит от радиуса корреляции образа, записанного на представляющей внутреннее убеждение игрока голограмме H_1 . На рис. 3 дана зависимость V^{Cross} от радиуса корреляции этого образа r^{GMP} , верхний индекс GMP указывает на реализацию логического вывода «Generalized Modus Ponens».

Решение «предать» при молчании подельника выглядит нерациональным, с точки зрения морали, оно безнравственно. Оно принимается, если текущее значение оценки $V < V^{Cross}$. Из рис. 2 и рис. 3 видно, что выбор решения, т.е. значение V^{Cross} , определяется свойствами материального носителя интеллекта игрока – голограммы H_1 , хранящей правило «молчать – невыгодно». Если радиус корреляции образа «молчать» мал, то V^{Cross} велико – способность к различению добра и зла низка, игрок склонен предать.

В свою очередь, величина r^{GMP} отражает связность внутренней картины мира игрока – если связи короткие, то игрок концентрируется на частностях, но не видит общего. Напротив, большой радиус корреляции соответствует восприятию реальности как в деталях, так и в общем. Таким образом, из данного рассмотрения следует гипотеза о связи нравственности игрока, способности к различению добра и зла со свойствами материального носителя его сознания – способности восприятия мира.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 18-01-00676а.

1. A. Tversky, D. Kahneman, *Psychological Review*, 90, 4, 293–315 (1983).
2. E. Shafir, A. Tversky, *Cognitive Psychology*, 24, 449–74 (1992).
3. S. Li, J. Taplin, *Chin. J. Psychol.*, 44, 25–46 (2002).
4. J.R. Busemeyer, et al. *Proc. 28th Ann. Conf. Cogn. Sc. Soc.*, 131 (2006).
5. E. Hristova, M. Grinberg, *Proc. 30th Ann. Conf. Cogn. Sc. Soc.*, 1225–1230 (2008).
6. А.М. Жёлтиков, *УФН*, 188, №10, 1119–1128 (2018).
7. Е.М. Pothos, J.R. Busemeyer, *Proc. RSBS*, 279, 2171–2178 (2009).
8. J. R. Busemeyer et al., *Psychol. Rev.*, 118, 2, 193–218. (2011).
9. C. Moreira, A. Wichert, *Frontiers In Physics*, 4:26. (2016)
10. J.V. Broekaert et al. *Cognitive Psychology*, 117, 101262 (2020).
11. J.S. Trueblood et al. *Frontiers in Psychology*, 5, 322 (2014).
12. А.В. Павлов, В.В. Орлов, *Кв. электроника*, 49, №3, 246–252 (2019).
13. А.В., Павлов, *Кв. электроника*, 49, №8, 777–778 (2019).
14. А.В., Павлов, Труды XII Международной конференции "Фундаментальные проблемы оптики" ФПО-2020 (2020).

ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДАТЧИК ИСКРЫ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Сидоров А.И. *** , Лисенкова А.Е. **, Цепич В.П. **,

Горяинов В.С. **, Плешанов И.М. *

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия.

Разработан позиционно-чувствительный малогабаритный датчик электрической искры со спектральным преобразованием излучения. Изготовлен макет датчика, проведены его испытания и рассчитаны оптические характеристики. Тестирование показало, что пространственное разрешение датчика достаточно для надежного определения местоположения искры в пространстве, а его угловое разрешение в диапазоне углов $\pm 6,5^\circ$ может составлять $0,1^\circ$.

Введение. Задача обнаружения электрической искры и коронного разряда возникает в связи с необходимостью обеспечения правильной и безопасной эксплуатации приборов и оборудования, а также предотвращения несчастных случаев. При мониторинге и диагностике неисправностей искра является важным параметром, который отражает состояние изоляции. Большинство пожаров от электрических распределительных щитов вызвано опасным искровым повреждением. Поэтому изучение эффективных методов и устройств обнаружения искр имеет большое практическое значение. Существующим оптическим способам обнаружения электрического разряда, однако, затрудняют прямое фотометрическое обнаружение искрового излучения сильные электромагнитные поля приборов и оборудования. Проблема может быть решена с помощью оптоволоконного датчика, чувствительный элемент которого выполнен из диэлектрических материалов и нечувствителен к электромагнитным помехам, что дает ему преимущество с точки зрения надежности. Важной задачей является не только регистрация электрического разряда, но и определение его местоположения. Это позволяет быстро устранить неисправность. В связи с этим целью данной работы было создание позиционно-чувствительного датчика искры. Также использование спектрального преобразователя излучения в виде тонкой люминесцентной полимерной пленки с длительным послесвечением позволило повысить пространственное разрешение, а также его чувствительность к коротким электрическим разрядам.

Основная часть. Для решения поставленных задач была предложена следующая схема датчика искры. Датчик содержит положительную линзу, фокусирующую излучение искры на пластине из люминесцентного стекла. Ультрафиолетовый фильтр расположен перед пластиной, отсекая излучение видимой области спектра. Спектр излучения электрического разряда между металлическими электродами расположен в основном в ультрафиолетовой области, поэтому наличие фильтра позволяет использовать датчик в освещенных помещениях. В зоне фокусировки линзы возникает люминесценция, излучение которой падает на одну из секций блока ввода волоконных пучков и передается через волоконные жгуты на матрицу фотоприемных устройств. Был изготовлен макет датчика, проведены его испытания и рассчитаны оптические характеристики.

Выводы. Был изготовлен макет датчика, проведены его испытания и рассчитаны оптические характеристики. Показано, что пространственное разрешение датчика достаточно для надежного определения местоположения искры в пространстве, а его угловое разрешение в диапазоне углов $\pm 6,5^\circ$ может составлять $0,1^\circ$.

НОВЫЙ КЛАСС КВАРЦЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С ЭКСТРЕМАЛЬНО УВЕЛИЧЕННЫМ ДО 100 МКМ ДИАМЕТРОМ СЕРДЦЕВИНЫ И УМЕНЬШЕННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МОДОВОЙ ЗАДЕРЖКОЙ

Бурдин А.В.*, Бурдин В.А.*, Дашков М.В. **, Дукельский К.В.*,
Евтушенко А.С.**, Жуков А.Е.**, Зайцева Е.С.**, Демидов В.В.*,
Матросова А.С.*, Тер-Нерсисянц Е.В.***

*АО "Научно-производственное объединение "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова", Санкт-Петербург, Россия

**Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

***ООО "ОптоФайбер Лаб", ИЦ Сколково, Москва, Россия

В работе представлены впервые полученные новые кварцевые градиентные многомодовые оптические волокна с экстремально увеличенным до 100 мкм диаметром сердцевины, оптимизированные для совместной работы с когерентными источниками оптического излучения.

В работе представлен впервые полученный новый класс многомодовых оптических волокон (ОВ), оптимизированных для совместной работы с когерентными источниками оптического излучения, отличающихся увеличенным до 100 мкм диаметром сердцевины при "традиционном" для телекоммуникационных ОВ диаметре оболочки 125 мкм и ранее разработанной [1] специализированной формой градиентного профиля показателя преломления, которая обеспечивает снижение дифференциальной модовой задержки (ДМЗ) направляемых мод заданного порядка. Приведены результаты экспериментальных исследований параметров непосредственно изготовленной пилотной серии из 6 промышленных образцов строительных длин указанных многомодовых ОВ 100/125 протяженностью порядка 500 м каждая.

Данные волоконные световоды в первую очередь, позиционируются как ОВ для мультигигабитных сетей передачи данных разного назначения бортовых и промышленных кабельных систем, для которых характерны экстремально агрессивные условия эксплуатации (вибрации, грязь и взвеси в воздухе, экстремально плотный монтаж и пр.) при достаточно малых протяженностях соединительных линий (десятки, в отдельных случаях – сотни и более метров). Очевидны и потенциальные возможности применения такого класса волокон непосредственно в различных приложениях лазерной техники / лазерных систем.

Первый этап экспериментальных исследования включал в себя измерения геометрических характеристик как непосредственно синтезированных преформ, так и вытянутых из них промышленных образцов данных ОВ, а также серию тестов по исследованию коэффициента затухания строительных длин, выполненных как с помощью оптического рефлектометра обратного рассеяния во временной области, так и с помощью штатного лабораторного комплекта монохроматора. В качестве примера на рис. 1 представлены результаты измерения соотношения диаметров сердцевины/оболочки в начале образца строительной длины #02. Здесь полученные соотношения диаметров сердцевины/оболочки составили $121,76/101,60 = 1,198$.

На следующем этапе была проведена серия тестов по исследованию коэффициента затухания строительных длин, выполненных как с помощью оптического рефлектометра обратного рассеяния во временной области, так и с помощью штатного лабораторного комплекта монохроматора. Для всех промышленных образцов значения указанного параметра не превысили прогнозируемые 7.0 дБ/км и 4.0 дБ/км на длинах волн 850 нм и 1300/1310 нм, соответственно. Результаты измерений спектральной характеристики коэффициента затухания строительной длины #02 приведены на рис. 2.

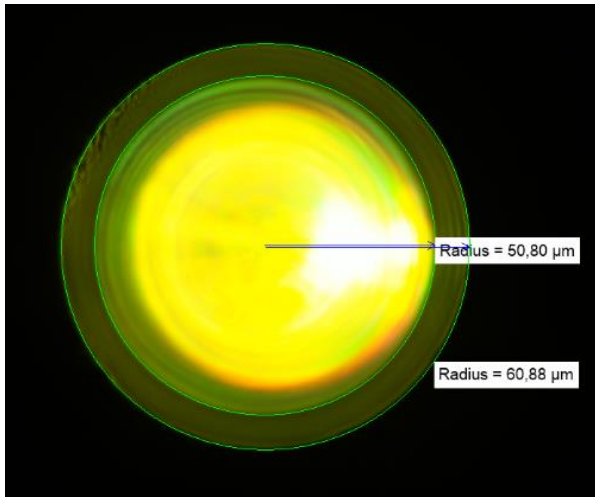


Рис. 1. Результаты измерения соотношения диаметров сердцевин/оболочки ОВ #02

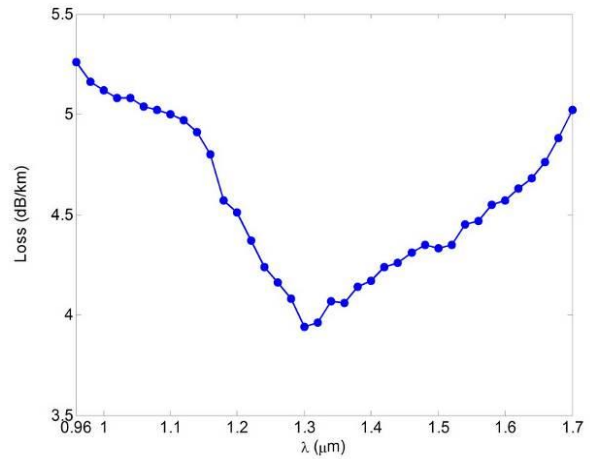


Рис. 2. Спектральная характеристика коэффициента затухания ОВ #02

Далее были проведены измерения карты ДМЗ, выполненные в соответствии с ратифицированными стандартами ТИА-455-220-А/ГОСТ-220 и ИЕС 60793-2-10, которые предполагают поэтапное снятие (сканирование) полигона импульсных откликов маломодового оптического сигнала, вводимого в торец тестируемого многомодового ОВ через одномодовый согласующий световод сначала центрированно и далее с заданным прецизионным радиальным смещением относительно центра сердцевин. Результаты измерения карты ДМЗ тестируемого промышленного образца #02 строительной длины ОВ 100/125 при сканировании на вводе в диапазоне 0-25 мкм с интервалом 1 мкм, выполненные с помощью станции анализатора ДМЗ R2D2 на рабочей длине волны $\lambda=1310$ нм и исходной длительности $\tau_{05}=340$ пс вводимого импульса квазигaussianной формы представлены на рис. 3.

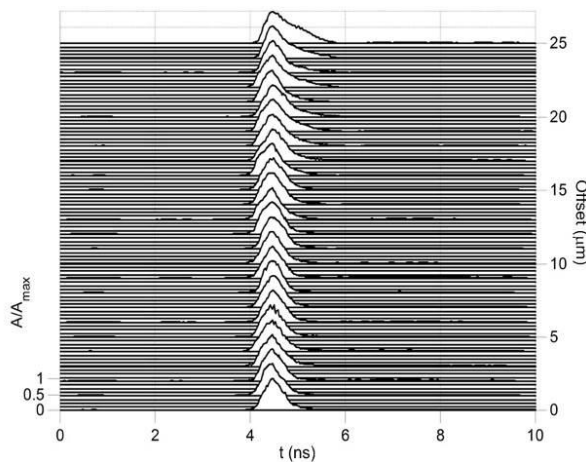


Рис. 3. Результаты измерения карты ДМЗ ОВ 100/125 #02 при сканировании на вводе в интервале 0...25 мкм через 1 мкм ($\lambda=1310$ нм)

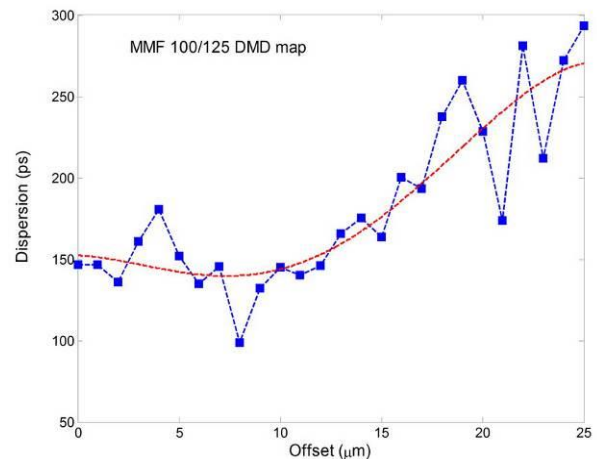


Рис. 4. Оценка дисперсии оптического импульса по результатам анализа карты ДМЗ тестируемой длины ОВ 100/125 #02

Анализ полученной карты ДМЗ показывает, что на всем интервале сканирования торца исследуемого образца длины ОВ 100/125 огибающая оптического импульса сохраняет свою форму, сигнал не разделяется на отдельные компоненты. Таким образом можно говорить о непосредственно об оценке дисперсии оптического сигнала на выходе тестируемого ОВ. Оценка последней для каждого импульсного отклика, полученного при соответствующих условиях ввода, проводилась с помощью известной методики [2]. Результаты в виде диаграммы представлены на рис. 4. Так, минимальная дисперсия импульса (150-175 пс) для исследуемого

ОВ длиной ~500 м соответствует не только центрированному вводу, но и поддерживается даже при значительном радиальном рассогласовании вплоть до 10 мкм.

Далее была проведена оценка порогового значения дисперсии многомодового ОВ указанной протяженности 500 м при организации каналов передачи данных, соответствующих спецификациям 1000Base-LX и 10GBase-LR стандартов IEEE 802.3z и 802.3ae в соответствии с методикой [3]. Полученные значения составляют 874,5 пс и 87,1 пс, в то время как максимальное значение дисперсии импульсного отклика, зарегистрированного при радиальном смещении 25 мкм не превышает 300 пс, что свидетельствует о высоких потенциальных возможностях применения представленного нового класса многомодовых ОВ 100/125 для указанных приложений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, DST, NSFC и NRF в рамках научного проекта №19-57-80016 БРИКС_Т.

1. A.V. Bourdine et al. *Photonics*, 5(4), 37-1– 37-21 (2018).
2. Дж. Гауэр, *Оптические системы связи*, М.: Радио и Связь (1989).
3. D. Cunningham, M. Nowell, D. Hanson, L. Kazovsky, *IEEE 802.3z Task Force Presentation Materials*, 03.97.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ НА ТОРЦЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОГО ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА

Бурдин А.В.***, Евтушенко А.С.**, Зайцева Е.С.**,
Кармолин А.С.**, Ротенко А.Э.**

*АО "Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова", Санкт-Петербург, Россия

**Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

***ООО "ОптоФайбер Лаб", ИЦ Сколково, Москва, Россия

В работе представлено оригинальное решение задачи формирования полусферической линзы на торце кварцевого микроструктурированного оптического волокна.

В настоящее время микролинзы, сформированные на торцах волоконных световодов (как одиночных, так и собранных в жгут оптических волокон (ОВ)) находят достаточно широкое применение в различных приложениях волоконной оптики и фотоники. В первую очередь – это разнообразные зонды для спектроскопии и сенсорики – см., например, [1] и др. Отдельный интерес представляют линзы, записанные на торцах микроструктурированных ОВ. В общем случае, процесс формирования волоконно-оптической микролинзы даже на торце ОВ традиционной конструкции, представляющей собой сердцевину, окруженную внешней сплошной оболочкой, требует применения специализированного лабораторного оборудования [2 – 4]. В работе представлено оригинальное решение задачи записи полусферической линзы на торце микроструктурированного волоконного световода с помощью штатного комплекта типового полевого аппарата для сварки ОВ. Приведены некоторые результаты экспериментальной апробации разработанного подхода на примере кварцевого микроструктурированного ОВ гексагональной геометрии с внешним диаметром 215 мкм (рис. 1) с помощью сварочного аппарата Ericsson FSU-975 [5].

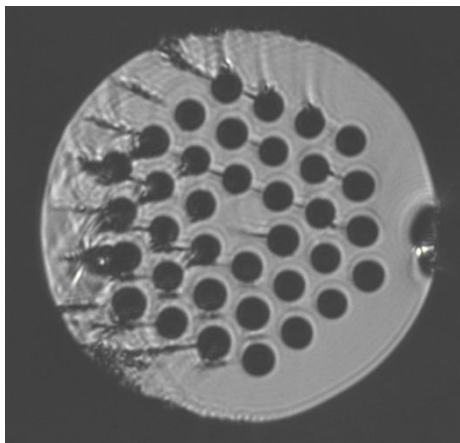


Рис. 1. Торцевая поверхность микроструктурированного ОВ

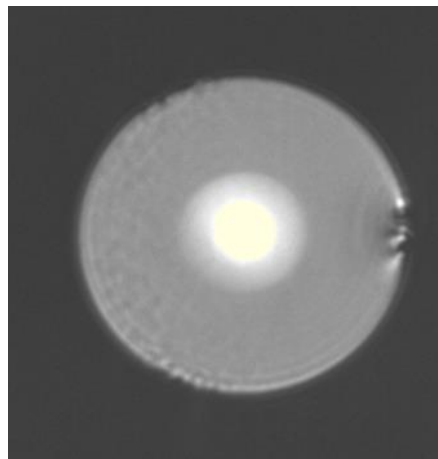


Рис. 2. Торцевая поверхность многомодового ОВ 50/125

Предложенное решение заключается в выполнении сварного соединения микроструктурированного ОВ и градиентного многомодового ОВ (рис. 2) с сильно увеличенным током и временем подачи дуги второго этапа сварки. В результате достигается пережигания зоны стыка, при этом само соединение разрывается, но не по шву, а таким образом, что за счет сил поверхностного натяжения и существенной разницей внешних диаметров световодов (125 и 215 мкм), фрагмент многомодового ОВ остается на торце микроструктурированного ОВ, который далее на третьем этапе сварки (третий режим подачи дуги) соответствующим образом обрабатывается и далее трансформируется в полусферическую

линзу (рис. 3). В данной работе использовался промышленный образец градиентного многомодового ОВ 50/125 категории OM2+/OM3.

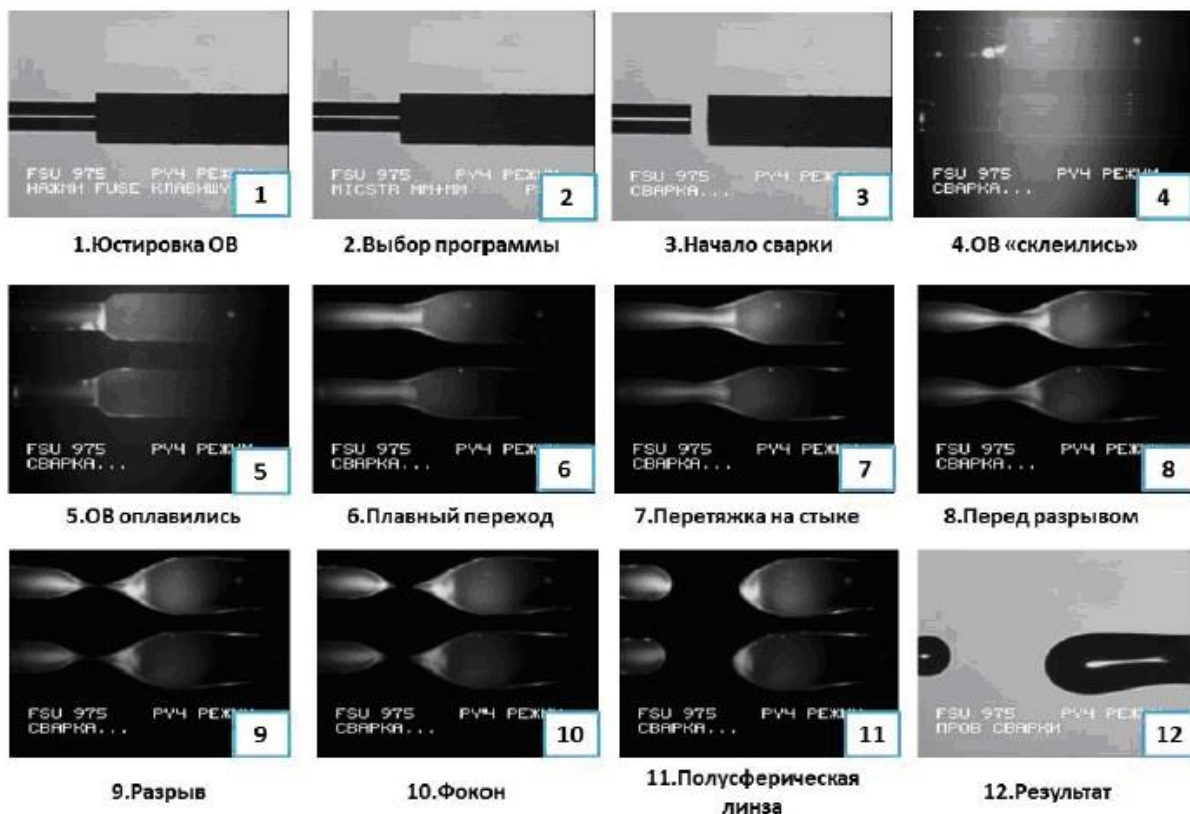


Рис. 3. Технологический процесс формирования полусферической линзы на торце кварцевого микроструктурированного ОВ из градиентного многомодового ОВ

Проведена серия экспериментальных исследований, посвященных выбору параметров установок программного обеспечения сварочного аппарата, с точки зрения успешной реализации процедуры формирования микролинзы. Так, например, для тестируемой пары ОВ локализованы значения тока и времени подачи дуги второго этапа сварки – это, в частности, 18 мА и 2 с, соответственно.

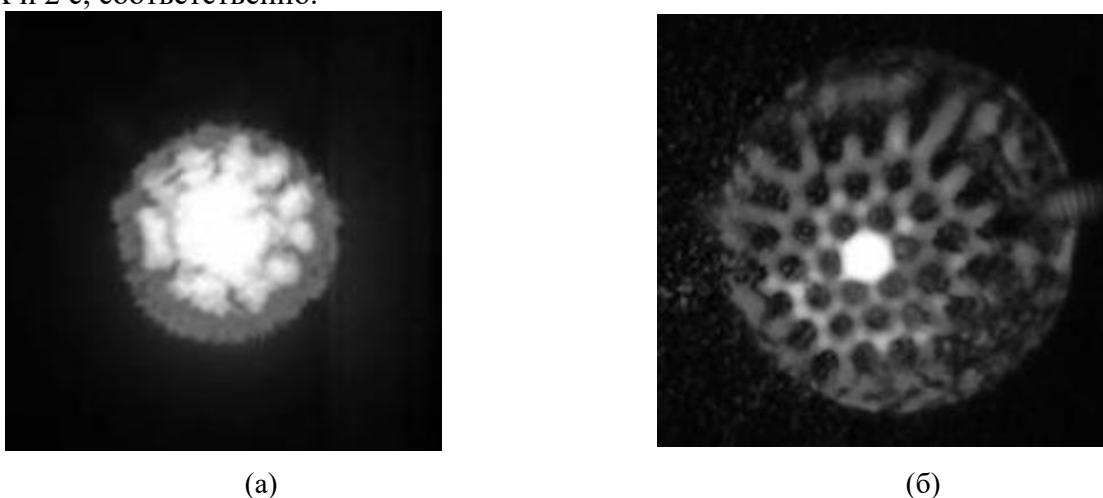


Рис. 4. Профиль пучка лазерного излучения на выходе отрезка микроструктурированного ОВ: (а) без линзы; (б) с записанной полусферической линзой из градиентного многомодового ОВ 50/125

Также экспериментально выявлен и продемонстрирован эффект удержания структуры рисунка геометрии микроструктурированного ОВ с нанесенной торцевой полусферической линзой описанной конфигурации в профиле пучка оптического излучения лазера (рис. 4).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, DST, NSFC и NRF в рамках научного проекта № 19-57-80016 БРИКС_т.

1. U. Utzinger, R.R. Richards-Kortum. *Journal of Biomedical Optics*, **8(1)**, 121 – 147 (2003).
2. А.А. Петров, В.П. Вейко. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **т. 5, № 4(20)**, 68 – 72 (2005).
3. В.П. Вейко, В.З. Зыонг, Е.Б. Яковлев. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **т. 5, № 4(20)**, 73 – 77 (2005).
4. В.П. Вейко, Б.Ю. Новиков. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **т.8, №3(48)**, 68 – 72 (2008).
5. *Ericsson FSU-975. Руководство пользователя*: Пер. с англ. – Ericsson (2001).6.

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОСОБИРАЮЩИХСЯ ПЛАЗМОННЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ ПОВЕРХНОСТНО-УСИЛЕННОЙ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ STREAMLINE

Хныкина К.А., Бондаренко Д.П., Богданов К.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе предложены самособирающиеся пленки плазмонных частиц в качестве усиливающей среды. Получены спектры методом поверхностно-усиленной рамановской спектроскопии (SERS) с использованием оптической системы Streamline и усиливающих сред, которыми выступали самособирающиеся пленки и коллоиды плазмонных наночастиц.

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) или рамановская спектроскопия является мощным аналитическим методом в изучении различных объектов. Данный метод относится к неразрушающим бесконтактным методам, который позволяет получать информацию о кристаллической структуре [1]. Однако сигнал комбинационного рассеяния мал и для его регистрации требуется либо светосильный прибор, либо использование методов усиления. Одним из методов усиления является метод поверхностно-усиленной рамановской спектроскопии (SERS). В данном методе усиление происходит на так называемых «горячих точках», что представляет собой структурированный фрагмент плазмонных частиц, который может представлять собой острый кончик частицы или межчастичное пространство [2]. В работах на данную тему за последние пять лет описано, что большее усиление происходит именно на наноразрывах, поэтому принципиально интересно изучить, как именно меняется сигнал SERS по поверхности усиливающего субстрата, и получить данные карты сигналов с поверхности для возможности их анализа.

Рамановская спектроскопия позволяет быстро получить информацию о структуре вещества путем исследования точечных спектров с интересующего объекта или составления спектральных карт, полученных с нескольких участков объекта. Основные проблемы при сканировании поверхности образца – это длительность сканирования, повреждение поверхности образца за счет локального перегрева, как следствие изменение получаемого спектра во время сканирования, возможность сканировать небольшие площади объекта и разрывы между сканируемыми областями, если переключение сканирования происходит вручную [3].

Таким образом, целью данной работы является изучение усиления сигнала SERS с самособирающейся поверхности с использованием оптической системы Streamline.

Исследования проводились на микро-КР спектрометре “inVia” (Renishaw, UK). Спектрометр работает в геометрии обратного рассеяния и обладает охлаждаемым до -70 C° многоканальным детектором и встроенным микроскопом Leica. Фокусировка на образце производится в пятно с диаметром $\sim 2\text{ мкм}$ с использованием микрообъектива 50x с численной апертурой $NA = 0,75$. Плотность мощности составляет $\sim 4 \cdot 10^3\text{ Вт/м}^2$. Оптическая система Streamline позволяет уменьшить плотность мощности на образце. Она состоит из цилиндрической линзы, которая раскладывает пучок возбуждающего излучения в линию, и Streamline CCD камеры, которая в отличие от стандартной CCD камеры использует всю площадь ПЗМ-матрицы, что позволяет записывать 30 спектров одновременно. После нахождения оптимальных параметров записи при обычном режиме работы спектрометра и перехода на оптическую систему Streamline возможно регистрировать спектры при увеличении

мощности в ~ 30 раз, как результат получать более качественные спектры, не повреждая образец.

Полученные самособирающиеся пленки помещались в чашку Петри и высушивались на воздухе, к ним добавлялся аналит, затем происходила регистрация рамановских спектров. Аналогичный порядок действий был осуществлен для подготовки усиливающей среды из коллоида плазмонных наночастиц. На рисунках 1 и 2 представлены фото полученных образцов усиливающих рамановское рассеяние сред. Анализ полученных карт показал, что при использовании самособирающихся пленок в качестве усиливающей среды получается более интенсивный и однородный сигнал с поверхности, что свидетельствует о большем числе «горячих точек», образованных в самособирающейся пленке плазмонных наночастиц.

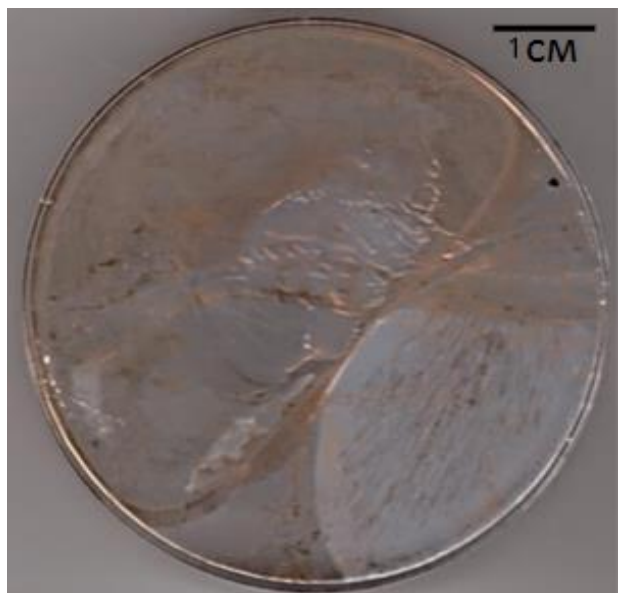


Рис. 1. Фото чашки Петри с высушенной самособирающейся пленкой

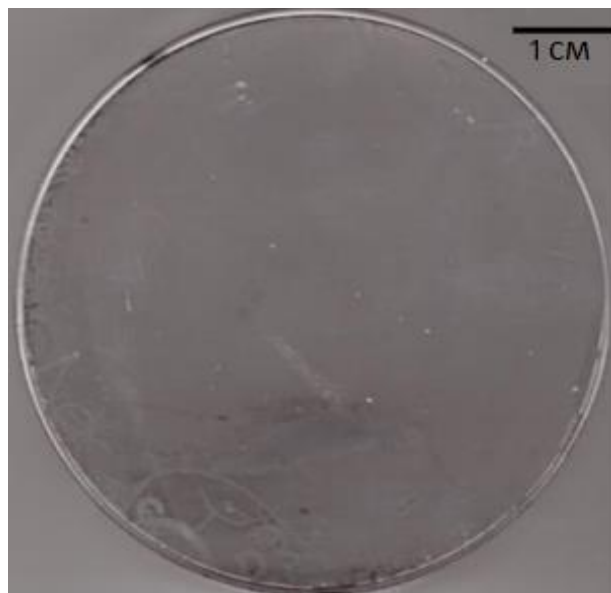


Рис. 2. Фото чашки Петри с высушенным коллоидом плазмонных наночастиц

В результате работы была изучена работа оптической системы Streamline для регистрации рамановских спектров. Она позволяет увеличить скорость измерений и качество получаемых рамановских спектров при сканировании.

Проведено сравнение усиления сигнала SERS коллоидами плазмонных наночастиц и самособирающимися пленками.

Показана возможность изучения усиливающих сред для SERS с использованием оптической системы Streamline.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 18-29-19122.

1. J. Langer, D.J. De Aberasturi, J. Aizpurua, R.A. Alvarez-Puebla et al., *ACS nano.*, 14, 28-117 (2019).
2. R. Pilot, R. Signorini, C. Durante, L. Orian et al., *Biosensors.* **9**, №. 2, 57-156. (2019).
3. E. Smith, G. Dent, *John Wiley & Sons*, 240 (2019).

ПРОЗРАЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ ZnO: СТЕКЛОКЕРАМИКА И ОПТИЧЕСКАЯ КЕРАМИКА, ЛЕГИРОВАННЫЕ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Дымшиц О.С., Горохова Е.И., Шемчук Д.В., Алексеева И.П., Хубецов А.А., Лойко П.А.*, Басырова Л.Р., Шепилов М.П., Жилин А.А., Веневцев И.Д.***, Еронько С.Б., Орещенко Е.А.**

АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

*CIMAP, CNRS, Université de Caen Normandie, Caen Cedex 4, France

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Методом одноосного горячего прессования и вторичной термообработкой стекол специальных составов получены оптические керамики ZnO и прозрачные стеклокерамики, содержащие нанокристаллы ZnO, соответственно, легированные ионами Er^{3+} и Yb^{3+} . Исследованы и сопоставлены их структуры и спектрально-люминесцентные свойства.

Материалы на основе различных форм оксида цинка - нанопорошки, пленки, монокристаллы и керамика, как нелегированные, так и легированные ионами переходных металлов и редкоземельных элементов (РЗЭ) - активно исследуются в настоящее время. Это объясняется уникальным сочетанием таких физических и химических свойств, как большая ширина запрещенной зоны (3,37 эВ), высокая энергия связи экситона (60 мэВ), высокая химическая, термическая и механическая стабильность, твердость, низкая токсичность и биосовместимость. На основе этих материалов разработаны излучатели ультрафиолетового диапазона, сцинтилляторы, варисторы, люминофоры, пьезоэлектрические преобразователи, газовые сенсоры и другие устройства.

Кристаллы ZnO имеют гексагональную структуру вюрцита с параметрами элементарной ячейки $a=3,25 \text{ \AA}$ и $c=5,12 \text{ \AA}$. Ионы Zn^{2+} в кристаллах ZnO тетраэдрически координированы четырьмя ионами кислорода. Гексагональная призма, положительные и отрицательные моноэдры и гексагональная пирамида являются простыми формами, характерными для кристаллов ZnO. Полярные плоскости моноэдров имеют повышенную реакционную способность. Высокая реакционная способность этих граней играет важную роль во взаимодействии кристаллов с примесными ионами.

Процесс выращивания крупных монокристаллов ZnO высокого оптического качества технически сложен. Порошки ZnO с характерной агломерацией частиц часто невозможно использовать в оптических устройствах. Не решен также вопрос воспроизводимости их свойств. Использование пленок на основе ZnO осложнено оптическими потерями в материале подложки, на границе раздела подложки-пленки и в самой пленке. Поэтому разработка оптической керамики ZnO и нанофазной прозрачной стеклокерамики на основе кристаллов ZnO, легированных ионами редкоземельных элементов, является важной задачей оптоэлектроники. Создание прозрачной стеклокерамики и керамики по стекольной технологии методом регулируемой кристаллизации и методом одноосного горячего прессования в вакууме, соответственно, не только значительно дешевле и технологичнее, чем выращивание монокристаллов, но и обеспечивает высокую однородность свойств для относительно крупногабаритных изделий. Однако следует иметь в виду, что создание прозрачной высокоплотной поликристаллической керамики оксида цинка с некубической анизотропной кристаллической структурой затруднено из-за значительного рассеяния света на случайно ориентированных границах зерен. Поэтому информации о таких материалах мало.

Целью настоящей работы является сравнение структуры многофазной прозрачной стеклокерамики на основе наноразмерных кристаллов ZnO, полученной из стекол, содержащих ионы РЗЭ, путем регулируемой кристаллизации, и оптической керамики ZnO, полученной методом рекристаллизации высокотемпературным прессованием и легированной ионами РЗЭ.

Нелегированная, легированная ионами Er^{3+} , Yb^{3+} и солегированная этими ионами оптическая керамика ZnO с концентрацией ионов РЗЭ 0,1-2,0 мас.% была получена из соответствующих коммерчески доступных оксидов (ZnO , Yb_2O_3 , Er_2O_3) при температурах 1150°C и 1180°C. Керамические образцы имели форму дисков диаметром 25 мм и толщиной около 0,5 мм. Стеклокерамика, нелегированная и легированная оксидами РЗЭ с концентрацией 0,1-2,0 мол% была получена из стекол, синтезированных при температуре 1580°C, путем их вторичной термообработки в интервале температур 680-1300 °C в течение 2-48 часов.

Структуру и фазовые превращения в материалах изучали методами дифференциальной сканирующей калориметрии, рентгенофазового анализа, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния света. Морфология полированной поверхности керамики характеризовалась сканирующей электронной микроскопией в сочетании с энергодисперсионным рентгеновским анализом. Для подтверждения природы кристаллических фаз их спектрально-люминесцентные свойства были изучены с помощью измерения спектров поглощения, рентгеновской люминесценции и фотолюминесценции.

Исследования показали, что в оптической керамике ионы РЗЭ не входят в структуру кристаллов ZnO, а располагаются как на поверхности зерен керамики, так и образуют свою собственную фазу оксида РЗЭ, RE_2O_3 ($\text{RE} = \text{Er}, \text{Yb}$). Количество этой кристаллической фазы увеличивается пропорционально концентрации введенного иона. Таким образом, оптическая керамика ZnO, легированная ионами РЗЭ, не может считаться однофазным материалом. Введение ионов РЗЭ приводит к значительному снижению среднего размера зерен ZnO в керамике с 10-35 до 5-15 мкм. Текстульные характеристики керамики ZnO зависят от типа редкоземельных ионов, что свидетельствует о модификации поверхности частиц ZnO за счет селективного расположения РЗ ионов на определенных границах зерен. Спектрально-люминесцентное исследование керамики ZnO показывает, что характерные полосы поглощения и излучения ионов РЗЭ совпадают со спектральными признаками соответствующих оксидов РЗЭ. Закон Бера выполняется для всех полос поглощения, свидетельствуя о постоянстве распределения РЗ ионов между поверхностью кристаллов ZnO и фазой оксида редкой земли. При увеличении содержания ионов РЗЭ с 0,2 до 2,0 мас.% максимальное пропускание в видимой области спектра изменяется от ~ 60 до 45%.

При создании стеклокерамики было обнаружено, что при отливе и отжиге исходного стекла образуются области структурной неоднородности различных типов в зависимости от типа и концентрации ионов РЗЭ. Это либо аморфные цинковосиликатные области, в которых при вторичной термообработке выделяются наноразмерные кристаллы ZnO, либо наноразмерные кристаллы ZnO, либо аморфные области неоднородности, обогащенные ионами РЗЭ. Характер первичного фазового распада, зависящий от типа и концентрации ионов РЗЭ, определяет кинетику кристаллизации ZnO и температурно-временной интервал фазовых превращений $\text{ZnO} \rightarrow \beta\text{-виллемит} (\beta\text{-Zn}_2\text{SiO}_4) \rightarrow \alpha\text{-виллемит} \rightarrow \text{ZnO} + \text{ZnAl}_2\text{O}_4$, наблюдаемых с увеличением температуры термообработки при увеличении температуры термообработки от 680 до 1300°C.

В стеклокерамике ионы РЗЭ не входят в структуру кристаллов ZnO, а находятся как на поверхности этих кристаллов, так и в объеме остаточного стекла. В результате высокотемпературной обработки ионы РЗЭ образуют собственную фазу силикатов РЗЭ. В случае высоких концентраций ионов РЗЭ наряду с силикатами редких земель образуются кристаллы соответствующих оксидов.

Спектрально-люминесцентные свойства прозрачной стеклокерамики на основе ZnO определяются свойствами как кристаллов ZnO, так и ионов РЗЭ. Стеклокерамики, полученные термообработкой при температуре до 900 °C, прозрачны и содержат либо нанокристаллы ZnO,

либо смесь нанокристаллов ZnO и β -виллемита. Полученные результаты свидетельствуют о переносе энергии между ионами РЗЭ и нанокристаллами ZnO в прозрачной стеклокерамике.

Полученные результаты будут использованы при разработке новой прозрачной оптической керамики и стеклокерамики на основе ZnO, легированной ионами РЗЭ и характеризующейся низкими потерями, связанными со светорассеянием, высокой эффективностью свечения и перспективностью для широкого круга оптоэлектронных приборов.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, грант №19-03-00855.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК С ПОМОЩЬЮ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Бондаренко Д.П., Хавлюк П.Д., Малая О.А.,
Степаниденко Е.А., Богданов К.В.

Центр информационно-оптических технологий,
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Углеродные точки представляют собой новый класс стабильных, малотоксичных, легко доступных углеродных наноматериалов, которые отличаются от других благодаря своим уникальным эмиссионным свойствам. Эти наноструктуры привлекли большое внимание в связи с их возможным применением в фотонике и оптоэлектронике, например, в фотоэлектрических устройствах, светодиодах, фотоприемниках, а также в биомедицине. Благодаря большому количеству возможных прекурсоров и различным параметрам при синтезе, возможно получать углеродные точки с различной морфологией и энергетической структурой. Чтобы лучше понять влияние различий строения на излучающие свойства углеродных точек, применяется комбинационная спектроскопия. Это удобный бесконтактный метод, помогающий понять структуру и фазовые переходы материалов. В данной работе было проведено исследование внутренней структуры углеродных точек, синтезированных из различных прекурсоров и растворителей с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния.

Поскольку интенсивность фотолюминесценции на несколько порядков выше, чем интенсивность комбинационного рассеяния света, получение комбинационного сигнала, как правило, является сложным для высокоизлучающих материалов. В этой работе для гашения фотолюминесценции углеродных точек использовались наночастицы золота. Спектры комбинационного рассеяния были получены на оборудовании InVia (Renishaw) с объективом 50x и лазером с длиной волны 514 нм. Спектры были разложены на набор полос, типичных для материалов на основе углерода. Полоса G при ~ 1580 см⁻¹ подтвердила наличие высококачественных фрагментов углеродной гексагональной сети. В то же время полоса D при ~ 1350 см⁻¹ указала на некоторую степень несовершенства углеродной сети, что может быть обусловлено наличием разрывов пяти- и семисторонних дефектных колец. Широкая полоса A была связана с колебаниями связей, соединяющих кристаллические домены, а также с аморфной фазой в углеродных точках. Такой анализ спектров комбинационного рассеяния также подтвердил, что углеродные точки состоят из sp³-гибридизованной матрицы аморфного углерода с sp²-доменами, ответственными за излучение, о чем также свидетельствуют результаты, полученные ранее путем теоретического моделирования [2] и исследования люминесценции [3].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант 14. Y26.31.0028).

1. Y. Xiong, et al. 2018 Nano Today 23 124-139.
2. N.V. Tepliakov, et al. 2019 ACS Nano 13 10737-10744.
3. E.A. Stepanidenko, et al. 2020 Nanoscale 12 602-609.

РАЗМЕРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СВИНЦА

Скурлов И.Д., Пономарева Е.А., Исмагилов А.О., Вовк И.А., Соколова А.В.,
Путилин С.Э., Цыпкин А.Н., Литвин А.П.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе представлены результаты исследования нелинейного показателя преломления квантовых точек сульфида свинца в коллоидном растворе. Впервые получены значения нелинейного показателя преломления квантовых точек, измеренного в резонансном режиме при полном отсутствии термической нелинейности.

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются перспективным материалом для применения в области нелинейной оптики. Высокий нелинейный отклик КТ достигается ввиду высокой плотности электронных состояний в узком энергетическом интервале, что приводит к увеличению силы осциллятора [1]. Нелинейный отклик КТ должен увеличиваться в присутствии однофотонного поглощения (резонансный режим), что подтверждается как теоретическими [1, 2], так и экспериментальными исследованиями [3, 4]. КТ сульфида свинца являются прекрасным модельным объектом для изучения физических свойств в режиме строгого конфинмента ввиду их большого значения боровского радиуса, что позволяет исследовать размерные зависимости в большом диапазоне размеров, нивелируя влияние поверхностных состояний. Стоит отметить, что спектры поглощения КТ PbS можно перестраивать во всём ближнем инфракрасном диапазоне, что в перспективе позволяет использовать их в системах телекоммуникации.

Имеющиеся экспериментальные исследования нелинейных свойств КТ PbS сложно обобщить ввиду использования различных матриц для КТ, использования ограниченного числа размеров КТ, а также использования макроскопических параметров характеристики нелинейного отклика. Дополнительной проблемой измерений нелинейности в резонансном режиме является использование зондирующих импульсов высокой частоты повторения. Высокая частота повторения приводит к накоплению нагрева в КТ, и приводит к проявлению термической нелинейности. В нашем докладе представлены результаты измерений размерной зависимости КТ PbS в диапазоне размеров 2,8 нм – 8,4 нм при полном отсутствии термических эффектов.

Нелинейный показатель преломления (НПП) был измерен методом Z-сканирования [5]. Нами было показано что использование частот повторения выше 100 Гц приводит к проявлению термической нелинейности, что отражается в повышении НПП при достижении данной частоты (см. рис. А). Для устранения влияния термических эффектов все измерения проводились с использованием лазерных импульсов накачки длительностью ~35 фс и частотой повторения 10 Гц.

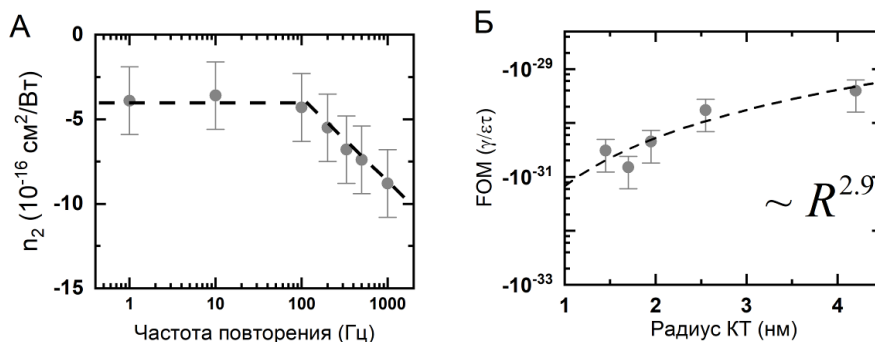


Рисунок. А – Зависимость нелинейного показателя преломления КТ PbS в растворе от частоты повторения зондирующих импульсов. Б – размерная зависимость нормированной гиперполяризуемости КТ PbS, пунктирная линия – аппроксимация функцией $R^{2.9}$

НПП по умолчанию не является достоверной величиной для описания размерной зависимости нелинейного отклика КТ PbS, т.к. НПП представляет собой макроскопический параметр, зависящий от концентрации раствора. Целесообразно использовать микроскопические величины, в нашем случае это гиперполяризуемость второго порядка [6]. В резонансном режиме гиперполяризуемость также необходимо нормировать на экстинкцию и время релаксации заряда КТ. Размерная зависимость такого нелинейного отклика представлена на рис. Б. Нелинейная аппроксимация показала, что нелинейный отклик растёт как радиус квантовой точки в степени 2,9.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (проект 18-32-00027).

1. A.D. Yoffe, Low-Dimensional Systems: Quantum Size Effects and Electronic Properties of Semiconductor Microcrystallites (Zero-Dimensional Systems) and Some Quasi-Two-Dimensional Systems. *Adv. Phys.* **42** №2, 173–262, (1993).

2. C. Schmitt-Rink et al. Theory of the Linear and Nonlinear Optical Properties of Semiconductor Microcrystallites. *Phys. Rev. B*, **35**, №15, 8113–8125 (1987).

3. A. Omari, et al.. Role of Interband and Photoinduced Absorption in the Nonlinear Refraction and Absorption of Resonantly Excited PbS Quantum Dots around 1550 nm. *Phys. Rev. B*, **85** №11, 115318, (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.115318>.

4. M.S. Neo, et al. Size-Dependent Optical Nonlinearities and Scattering Properties of PbS Nanoparticles. *J. Phys. Chem. C*, **113**, №44, 19055–19060, (2009).

5. M. Sheik-Bahae, et al. Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam. *IEEE J. Quantum Electron.* **26** №4, 760–769, (1990).

6. R.L. Sutherland, Nonlinear Index of Refraction. In *Handbook of Nonlinear Optics*; CRC Press, 337–432, 2003.

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АПКОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРОФOSFATНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+} И Yb^{3+}

Колобкова Е.В. ***, Грабчиков А.С. ***, Ходасевич И.А. ***

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Санкт-Петербургский Государственный технологический институт (Технический Университет), Санкт-Петербург, Россия

*** Институт Физики им. Б.И. Степанова, Минск, Беларусь

Обнаружено, что зависимость зеленой УС люминесценции от концентрации ионов эрбия имеет резкий максимум при концентрации ионов $Er^{3+} 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Изучены механизмы переноса энергии. Показано что перенос возбуждения от иттербия к эрбию происходит по кооперативному механизму.

В работе было синтезированы стекла системы $5Ba(PO_3)_2-(90-x)(AlF_3-CaF_2-MgF_2-BaF_2-StrF_2)-5YbF_3-xErF_3$, где $x=3.0, 2.0, 1.0, 0.5, 0.1, 0.01, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ (мол. %). Целью исследования было изучение влияния концентрации эрбия и возможного влияния примесей Tm^{3+} на скорость апконверсионной люминесценции (УС).

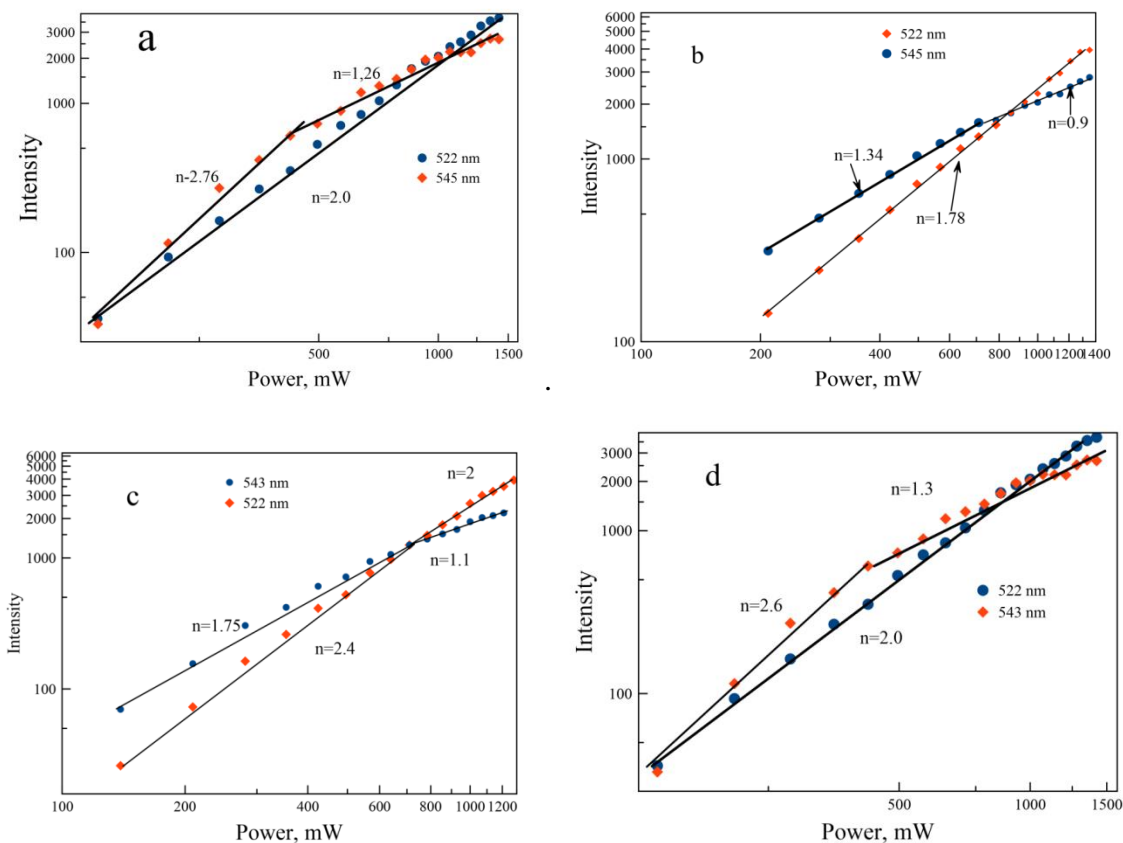


Рисунок. Зависимость интенсивности люминесценции в двойном логарифмическом представлении от поглощенной мощности накачки при изменении концентрации ErF_3 . Символы соответствуют экспериментальным данным, а сплошные линии соответствуют линейной аппроксимации. (а) -2.0 mol.%; (b) 0.5 mol.%; (c) 1 mol.%; (d) 0.1 mol.%; (e) 0.01 mol.%; mol.%; ErF_3

Обнаружено, что зависимость абсолютной интенсивности УС проходит через резкий экстремум при концентрации 0,1 мол. % ErF_3 , Этот состав также соответствует максимальному квантовому выходу лазерного перехода и, соответственно, характеризуется максимальным временем жизни возбужденного лазерного уровня $^4I_{13/2}$, что позволяет предположить, что при этой концентрации эрбия концентрационное тушение практически отсутствует. Высокая интенсивность люминесценции при малых концентрациях эрбия и тулия, входящего в состав

стекла в виде примеси вместе с ионами иттербия, свидетельствует о формировании возбужденного димера Yb-Yb^* , посредством которого осуществляется кооперативный перенос энергии, приводящий к значительному усилению УС люминесценции. Образование возбужденных димеров было подтверждено экспериментально наблюдением полосы кооперативной люминесценции при 500 нм. Для выяснения механизмов возбуждения УС была получена зависимость интенсивности УС от мощности накачки от 600 до 2300 мВт для всех концентраций ионов Er^{3+} . Характерные зависимости для стекол, легированных 2,0- 10^{-4} мол. % ErF_3 от мощности накачки в диапазоне от 600 до 2300 мВт, показаны на рисунке. Значения n , определяющего механизм процесс заселения соответствующих уровней, для двух УС зеленых полос различны для нескольких концентраций ионов Er^{3+} и идентичны для стекол, легированных 0,5 и 1,0 мол. % ErF_3 . Зависимость интенсивности излучения УС от мощности показала, что заселение уровней $2\text{H}_{11/2}$ и $4\text{F}_{9/2}$, является двухфотонным процессом. Значения n -параметра для уровня $4\text{S}_{3/2}$ изменяются от 2,7 до 2,0 в области малой мощности, что означает изменение порядка процесса с 2 до 3 и свидетельствует о различии каналов заселения при изменении концентрации активатора. Порядок процесса уменьшается при более высокой мощности возбуждения. Такое поведение, ранее наблюдавшееся в других системах, объясняется конкуренцией между скоростью распада промежуточного состояния и скоростями УС. УС люминесценция из состояния, которое требует n фотонов возбуждения, будет иметь наклон n в режиме малой мощности, а при увеличении мощности накачки и, следовательно, усилении конкуренции между линейным затуханием и УС приводит к уменьшению наклона и значения n .

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта №.19-13-00343.

ВЛИЯНИЕ ТИПА ПОВЕРХНОСТНЫХ СВЯЗЕЙ В МЕЗОПОРИСТОМ КРЕМНИИ НА КИНЕТИКУ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ХРАНЕНИИ

Галкин Н.Г. *, Ян Д.Т. **, Галкин К.Н. *

*Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской Академии наук, Владивосток, Россия

**Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия.

Представлены результаты исследования структуры поверхностных связей мезопористого кремния, обработанного в сухом азоте, при хранении в течение 200 суток в атмосферных условиях при комнатной температуре. Установлено, что рост интенсивности фотолюминесценции пористого кремния сопровождается замещением связей кремний-водород на связи O_3-SiH и $Si-OH$, а процесс замещения связей стабилизируется после 135 дней хранения, а заканчивается к 180 дням хранения. Показано, что в мезопористом кремнии отсутствует заметный «голубой» сдвиг пика ФЛ за счет эффекта квантово-размерного ограничения. Предложен основной механизм фотолюминесценции в мезопористом кремнии при длительном хранении, состоящий в излучательной рекомбинация в формируемом оксиде кремния с кислородными дефектами и снижении плотности безызлучательных состояний за счет связей O_3-SiH и $Si-OH$.

В представленной статье приведены результаты исследования кинетики поверхностных связей мезопористого кремния в процессе его длительного хранения в атмосферных условиях при комнатной температуре и влияние сформированных связей на интенсивность фотолюминесценции [1, 2].

Для получения пористого кремния (ПК) был использован монокристаллический кремний р-типа (100) с удельным сопротивлением 1–10 Ом·см. Образцы ПК были получены в результате анодного травления в растворе $NH_4OH:C_2H_5OH = 1:1$ при плотности тока 10 мА/см² в течение 10 мин. Затем образцы промывали в деионизованной воде и сушили в струе сухого чистого азота при комнатной температуре. Запись спектров фотолюминесценции (ФЛ) образцов проводили с возбуждением при $\lambda = 405$ нм и регистрацией с использованием монохроматора MS-3504i в диапазоне длин волн 400–900 нм и в течение периода хранения от одного до 200 дней. Спектры пропускания образцов ПК регистрировались на Фурье-спектрофотометре Bruker Vertex 80v в диапазоне длин волн 400–4000 см⁻¹.

В процессе хранения образцов (200 суток) регулярно проводилась запись спектров фотолюминесценции и ИК-спектров пропускания при комнатной температуре.

На рис. 1(а) приведена подборка спектров ФЛ для образца ПК для различных дней хранения от 1 до 200. Видно, что для всех дней хранения наблюдается постепенное увеличение максимума в спектре ФЛ. До 53 дней хранения положение максимума находится в районе 700 нм, а после этого наблюдается незначительный «голубой» сдвиг на 20 нм.

На рис. 1(б) приведена зависимость интенсивности пика в спектре ФЛ образца пористого кремния от длительности хранения. Ход кривой, описывающей излучение ПК от времени, характеризуется 3 участками с различным наклоном. На первом участке (0–53 дня) наблюдается квазилинейный характер, что связано с начальными стадиями адсорбции кислорода. Интенсивность ФЛ на участке растет медленно. Второй участок (74–135 дней) характеризуется нелинейной зависимостью с большей скоростью роста интенсивности ФЛ. На третьем участке (135–200 дней) наблюдается постепенный выход к насыщению роста интенсивности ФЛ. В целом зависимость можно удовлетворительно описать полиномиальной зависимостью пятого порядка, что подчеркивает сугубо нелинейный характер протекающих адсорбционных процессов в слое ПК.

На рис. 2 показаны изменения в спектре пропускания пористого кремния с момента анодирования до выхода на участок насыщения сигнала фотолюминесценции (174 дня).

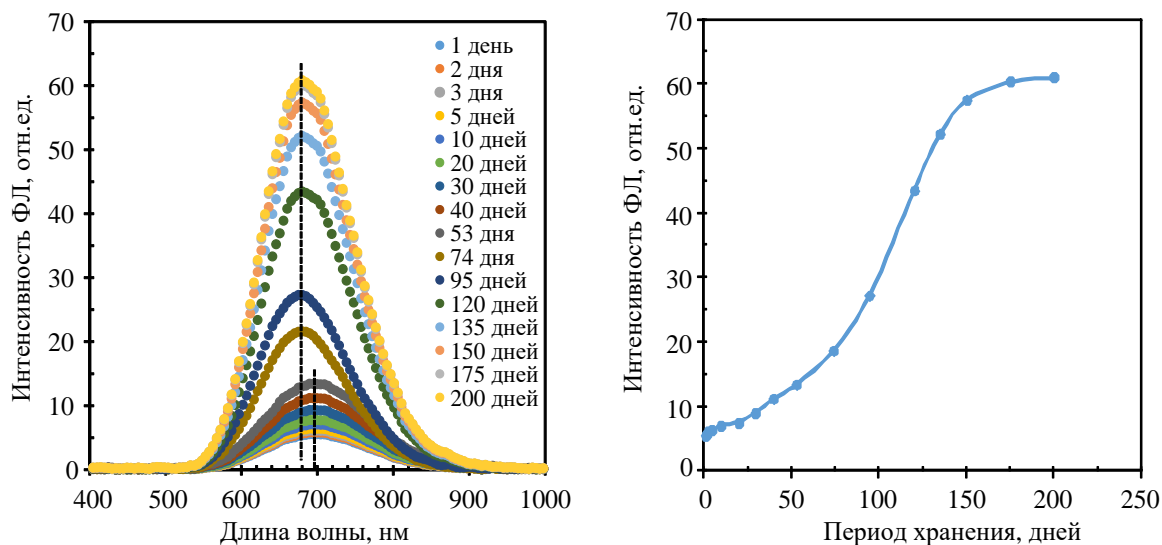


Рис. 1. Спектры ФЛ (а) и зависимость интенсивности пика в спектре ФЛ (б) образца пористого кремния от длительности хранения в течение 200 дней. ($j = 10 \text{ мА/см}^2$; $\tau = 10 \text{ мин}$)

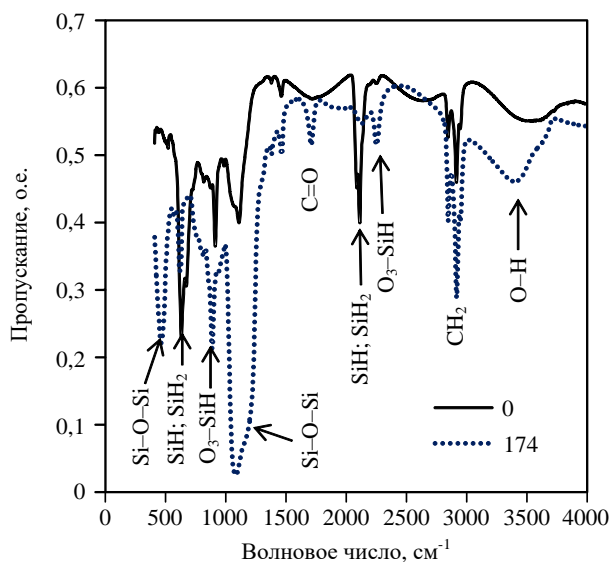


Рис. 2. Спектры пропускания в средней инфракрасной области спектра для образца пористого кремния сразу после анодирования (0 дней) и после хранения в течение 174 дней в атмосферных условиях. Спектры приведены без смещения по оси ординат

В результате проведенного исследования установлено, что среди факторов, определяющих видимую фотолюминесценцию в мезопористом (30–50 нм) кремнии, основное значение имеет нестехиометрический оксид кремния и кислородные дефекты в нем, поскольку со временем хранения в атмосферных условиях площадь и толщина оксида возрастает. После обработки в сухом азоте при комнатной температуре приобретает максимальную стабильность сигнала фотолюминесценции. Мезопористый кремний не подвержен заметному сдвигу пика ФЛ за счет эффекта квантово-размерного ограничения. Основным механизмом фотолюминесценции в мезопористом кремнии является излучательная рекомбинация в формируемом оксиде.

1. L.T. Canham, Appl. Phys. Lett. 57, 1046 (1990).
2. A.G. Gulis and L. T. Canham, Nature 353, 335 (1991).
3. A. Biesey, J.C. Vial, F. Gaspard, R. Herino, M. Ligeon, F. Muller, R. Romestain, A. Wasiela, A. Halimaoui, and G. Bomchil, Surf. Sci. 254, 195 (1991).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА CORE/SHELL КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$, ПАССИВИРОВАННЫХ ТИОГЛИКОЛЕВОЙ КИСЛОТОЙ

Перепелица А.С., Гревцева И.Г., Асланов С.В.,

Овчинников О.В., Смирнов М.С.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Установлены закономерности оптических свойств core/shell квантовых точек (КТ) $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$, пассивированных тиогликолевой кислотой (TGA), полученных в условиях водного синтеза. Установлен длинноволновый сдвиг спектра оптического поглощения от 1,88 к 1,63 эВ при формировании оболочки из SiO_2 замене пассиватора с TGA на 3-MPTMS. Формирование КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ core/shell приводит к увеличению интенсивности люминесценции КТ в 30 раз и среднего времени жизни люминесценции с 3,5 до 17,7 нс.

В связи с развитием квантовой сенсорики большой интерес вызывает создание эффективных излучателей, работающих в ближнем ИК диапазоне [1, 2]. Перспективными в данной области считаются полупроводниковые коллоидные квантовые точки (КТ) сульфидов металлов (PbS , Ag_2S , CdHgTe , HgTe и др.) и структуры на их основе [1, 2]. Несмотря на обилие методик синтеза КТ, квантовый выход большинства из них значительно отличается от единицы. Наличие заметной концентрации оборванных связей на интерфейсах КТ приводит к формированию каналов безызлучательной рекомбинации. Наиболее распространенным подходом для снижения концентрации поверхностных состояний является формирование структур ядро/оболочка. В этом случае поверхность полупроводниковых КТ покрывают слоем более широкозонного полупроводника либо диэлектрика [3]. Для соединений с высокой степенью нестехиометрии задача создания эффективной core/shell структуры остается актуальной. Поэтому целью данной работы является исследование спектральных закономерностей формирования core/shell КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ и влияния оболочки SiO_2 на абсорбционные и люминесцентные свойства коллоидных КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$.

Коллоидные КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ синтезировали в рамках водного синтеза. В качестве основы использованы КТ Ag_2S , покрытые тиогликолевой кислотой средним размером 2,5 нм [4]. Формирование оболочки SiO_2 осуществляли в два этапа. На первом этапе производили замену молекул тиогликолевой кислоты на 3-меркаптопропилтриметоксисилан (3-MPTMS), что способствовало адсорбции молекул SiO_2 на поверхности КТ Ag_2S и росту толщины оболочки. На втором этапе добавляли водный раствор метасиликата натрия.

Данные, просвечивающей электронной микроскопии, полученные на микроскопе Libra 120 Plus (CarlZeiss, Германия), показали, что используемый подход к синтезу обеспечивает формирование ансамблей коллоидных КТ Ag_2S размером 1,5-3 нм (рисунок а) – кристаллических ядер. В распределении преобладают КТ размером 2,2-2,5 нм. Дисперсия по размерам при этом 30%.

Для образцов с максимальной концентрацией метасиликата натрия на ПЭМ-изображениях (рисунок б) наблюдали формирование контрастной фазы толщиной 1,5 – 4 нм на поверхности КТ Ag_2S , отнесенной к слою SiO_2 . Средний размер частиц при этом увеличивался до 4,5 нм. В некоторых случаях наблюдается формирование агломератов (пар и троек КТ) Ag_2S QDs, покрытых общим слоем SiO_2 . При этом наблюдается незначительное увеличение размеров ядер Ag_2S в пределах 0,3 нм. Данное увеличение является следствием ligand exchange, поскольку 3-MPTMS содержит атомы серы, что может приводить к росту ядер Ag_2S .

В спектрах оптического поглощения КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ (рис. с, кривая 1) наблюдается особенность, обусловленная поглощением в основное состояние экситона в области 1,88 эВ. Замена пассиватора с TGA на 3-MPTMS приводит к незначительному изменению формы спектра поглощения – слабый рост оптической плотности в области 2,1 эВ (рис. с, кривая 2) и 1,33 эВ. Стоит отметить, что при замене лиганда происходит формирование слоя молекул 3-MPTMS на поверхности КТ Ag_2S , имеющего иную диэлектрическую проницаемость по

сравнению со слоем TGA. Наиболее сильные изменения в спектрах поглощения наблюдаются при добавлении водного раствора метасиликата натрия к раствору КТ. Формируется заметная особенность – полоса, обусловленная поглощением в основное состояние экситона в области 1,63 эВ. Наблюдающийся длинноволновый сдвиг экситонного поглощения является спектральным проявлением формирования оболочки SiO₂. Как правило, при формировании оболочек из ZnS на кристаллических ядрах различных полупроводников (CdS, CdSe, CdTe и т.д.) в спектрах поглощения также наблюдают длинноволновый сдвиг, что обусловлено подбарьерным проникновением волновых функций носителей заряда в оболочку и понижению уровней размерного квантования. Однако в случае оболочки из диэлектрика SiO₂, по-видимому, доминирующей причиной длинноволнового сдвига экситонного поглощения является рост размера кристаллического ядра.

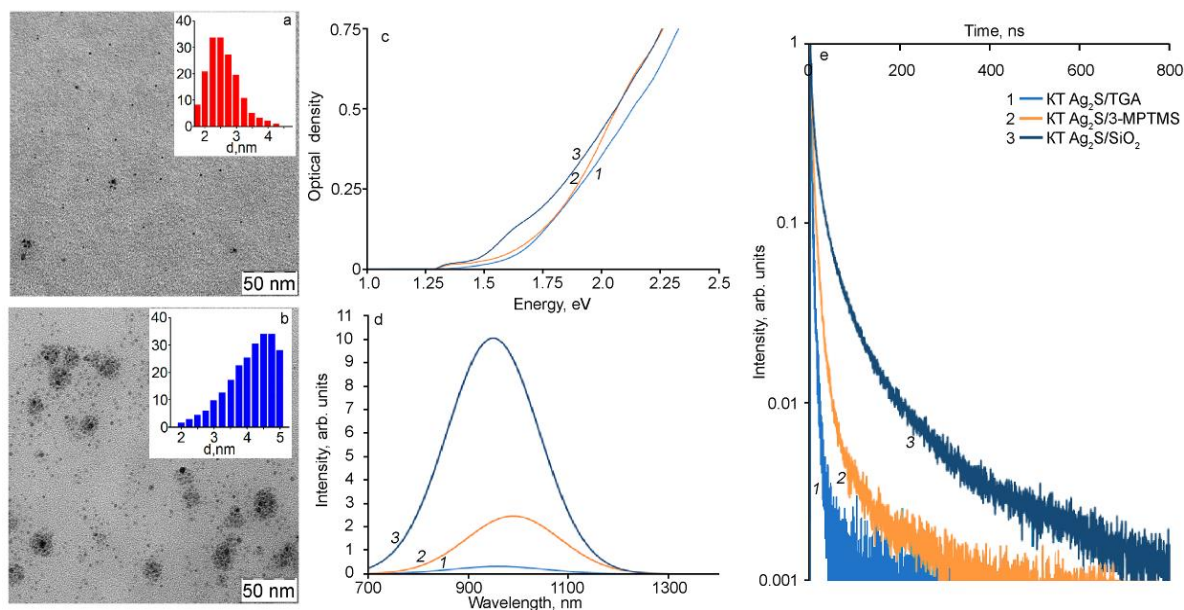


Рисунок. ПЭМ изображения коллоидных КТ Ag₂S/TGA (а) и КТ Ag₂S/SiO₂ (б), спектры оптического поглощения (с), фотолюминесценции и кинетики фотолюминесценции КТ Ag₂S/TGA и КТ Ag₂S/SiO₂

Для исследованных образцов обнаружены значительные изменения люминесцентных свойств (рис. d). Максимум полосы люминесценции КТ Ag₂S/TGA расположен вблизи 960 нм (1,29 эВ) с полушириной 250 нм (0,34 эВ). Стоксов сдвиг относительно области экситонного поглощения составил 0,51 эВ. Указанные параметры полосы люминесценции свидетельствуют о ее рекомбинационной природе [4]. Замена пассиватора TGA на 3-MPTMS приводит к длинноволновому сдвигу максимума люминесценции КТ Ag₂S к 990 нм (1,25 эВ) и увеличению интенсивности до 4 раз. Рост оболочки SiO₂ на КТ Ag₂S (рис. с, кривая 3) приводит к возрастанию интенсивности фотолюминесценции до 32 раз по сравнению с начальным образцом и постепенному смещению максимума полосы к 950 нм (1,33 эВ) при сохранении FWHM полосы. Интенсивность люминесценции КТ Ag₂S в результате наращивания оболочки SiO₂ увеличивалась в 32 раза. Трансформация полосы экситонного поглощения и одновременный значительный рост интенсивности люминесценции при добавлении раствора метасиликата натрия указывают на формирование core/shell КТ Ag₂S/SiO₂. Необходимо отметить, что в нашем случае возрастает интенсивность полосы рекомбинационной люминесценции.

Кривые затухания люминесценции для всех образцов во временном диапазоне до 800 нс имеют мультиэкспоненциальный закон. Это связано с рекомбинационным характером исследуемого свечения [4]. По мере формирования оболочки SiO₂ одновременно с ростом интенсивности люминесценции наблюдалось увеличение времени жизни люминесценции (рис. е). Среднее время жизни люминесценции КТ Ag₂S/TGA составляло 3,5 нс. В результате замены пассиватора на 3- MPTMS среднее время жизни люминесценции увеличивалось

до 7,7 нс. При дальнейшем росте SiO₂ оболочки время жизни люминесценции увеличивалось до 17,7 нс. Сделан вывод об уменьшении эффективности безызлучательной рекомбинации в core/shell КТ Ag₂S/SiO₂ за счёт пассивации поверхностных дефектов.

Таким образом, в результате проведенных исследований установлены закономерности формирования КТ Ag₂S/SiO₂ в условиях водного синтеза. Обнаружена трансформация спектров оптического поглощения при замене пассиватора и формировании оболочки SiO₂, которая проявляется в длинноволновом сдвиге полосы экситонного поглощения от 1,88 к 1,63 эВ. Установлены закономерности изменения люминесцентных свойств КТ Ag₂S/SiO₂: i) рост интенсивности и квантового выхода люминесценции КТ до 30 раз; ii) увеличение среднего времени жизни люминесценции с 3,5 нс до 17,7 нс; iii) немонотонное изменение положения максимума полосы люминесценции КТ Ag₂S при замене пассиватора с TGA на 3-MPTMS и дальнейшем наращивании оболочки SiO₂.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00266.

1. M. Vasilopoulou, H.P. Kim, B.S. Kim, M. Papadakis, A.E.X. Gavim, A.G. Macedo, W. Jose da Silva, F.K. Schneider, M. Asri Mat Teridi, A.G. Coutsolelos, Abd. R. bin Mohd Yusoff, *Nature Photonics*, **50**, №14, 50–56, (2020).

2. Y. Ma, Yu Zhang, W.W. Yu, *J. Mater. Chem. C*, **7**, 13662-13679, (2019).

3. P. Jiang, C.-N. Zhu, D.-L. Zhu, Z.-L. Zhang, G.-J. Zhang, D.-W. Pang, *J. Mater. Chem. C*, **3**, №5, 964–967, (2015).

4. O.V. Ovchinnikov, I.G. Grevtseva, M.S. Smirnov, T.S. Kondratenko, A.S. Perepelitsa, S.V. Aslanov, V.U. Khokhlov, E.P. Tatyana, A.S. Matsukovich, *Opt. and Quant. Electron.*, **52**, 198, (2020).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS В СМЕСИ С НАНОЧАСТИЦАМИ ЗОЛОТА

Гревцева И.Г., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Дерепко В.Н.,
Чевычелова Т.А., Леонова Л.Ю., Перепелица А.С., Кондратенко Т.С.
ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», Воронеж, Россия

Продемонстрирована возможность усиления и гашения интенсивности люминесценции коллоидных квантовых точек CdS в ближнем поле наночастиц Au за счет изменения плазмон-экситонной связи при формировании оболочки SiO₂ 3 и 10 нм на поверхности наночастицы.

Объединение особых свойств плазмонных наночастиц (НЧ) и полупроводниковых коллоидных квантовых точек (КТ) открывает новые возможности для различных приложений, в частности, квантовой сенсорики [1, 2]. В смесях таких наночастиц в условиях их взаимодействия вследствие плазмон-экситонного взаимодействия возникают разнообразные спектральные эффекты, такие как гашение/усиление люминесценции КТ (эффект Перселла), трансформация спектральных контуров в результате квантовой интерференции Фано [3-4]. Формирование плазмон-экситонных наноструктур, обеспечивающих резонансные эффекты в режиме слабого, промежуточного и сильного плазмон-экситонного взаимодействия определяется взаимным пространственным расположением компонентов, а также спектральным резонансом плазмонной полосы и полосы люминесценции КТ. Однако имеющиеся сегодня результаты исследований плазмон-экситонного взаимодействия не позволяют пока найти решение фундаментальной проблемы прогнозирования конечных люминесцентных свойств гибридных наноструктур. Экспериментальные данные, полученные разными научными коллективами, противоречивы и варьируются в основном от флуоресцентного усиления до гашения, при этом отсутствуют важнейшие параметры и физически важные экспериментальные характеристики для объяснения процессов плазмон-экситонного взаимодействия. Отсутствие подробных экспериментальных данных и их слабая корреляция с результатами теоретических расчетов обусловлено сложной природой плазмон-экситонных взаимодействий. Остается нераскрытой проблема формирования центров тушения люминесценции КТ при их взаимодействии с плазмонными наночастицами и их роль в формировании конечных «гибридных» люминесцентных свойств плазмон-экситонных наноструктур.

В данной работе представлены экспериментальные данные, демонстрирующие трансформацию люминесцентных свойств КТ CdS, покрытых 2-меркаптопропионовой кислотой (2-MPA), в ближнем поле сферических НЧ Au. При этом создавали специальные условия для изменения плазмон-экситонной связи за счет формирования оболочек SiO₂ на НЧ Au и различного соотношения концентраций КТ и НЧ.

Коллоидные КТ CdS (2,5 нм) синтезировали в рамках однокомпонентной методики синтеза, которая предполагает использование в качестве источника ионов серы и одновременно пассиватора интерфейсов КТ молекулы 2-меркаптопропионовой кислоты (2-MPA). Данный подход заключается в смешивании водных растворов CdBr₂ (10 мл) и 2-MPA (40 мл) в молярных соотношениях 1:1 с последующим доведением уровня pH до 10 при помощи 1 М раствора NaOH. Управление размером частиц, в рамках данного подхода к синтезу КТ, достигали путем вариации времени выдерживания коллоидных растворов при температуре 95°C.

Синтез сферических НЧ Au (20 нм) осуществлялся в рамках метода Туркевича. К кипящему 0,01% водному раствору HAuCl₄ (200 мл) добавляли 1,4 мл 1% раствора Na₃C₆H₅O₇. Полученную смесь кипятили в течение 30 минут при постоянном перемешивании. Нарращивание оболочки SiO₂ на поверхности НЧ осуществляли путем функционализации поверхности НЧ Au монослоем MPTMS с последующим формированием плотных слоев SiO₂ из Na₂O(SiO₂). Данный подход к формированию структур «ядро-оболочка» НЧ Au@SiO₂

позволяет наносить плотные слои SiO₂ на поверхность НЧ Au (3 и 10 нм) при этом предотвращая коагуляцию НЧ в растворе (рис. 1 (а)). Формирование гибридных структур осуществляли путем смешивания коллоидных растворов КТ CdS и НЧ Au@SiO₂ в примерном молярном соотношении $[v(\text{НЧ})]:[v(\text{КТ})] \sim 10^{-5}$ м.д.

Размер и морфологию КТ CdS и НЧ Au@SiO₂ устанавливали с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Libra 120 (Carl Zeiss, Germany). Исследование абсорбционных свойств осуществляли с использованием спектрометра USB2000+ (Ocean Optics, USA) с источником излучения USB-DT (Oceanoptics). Спектры люминесценции и кинетику затухания люминесценции КТ CdS исследовали с помощью USB2000+ и платы время-коррелированного однофотонного счёта TimeHarp²260 (PicoQuant Germany) с модулем ФЭУ PMC-100-20 (Becker&Hickl Germany) с временным разрешением, составляющим 0,2 нс. Для возбуждения люминесценции использовали диодный модуль HPL-H77GV1BT-V1 с излучением на длине волны 380 нм.

На рис. 1 (б) представлены спектры экстинкции КТ CdS, НЧ Au@SiO₂ и их смесей. Характерная особенность для экситонного перехода в оптическом поглощении КТ CdS расположена в области 360 нм (рис. 1 (б), кривая 1), а максимум спектра экстинкции НЧ Au@SiO₂ находится в области 530 нм (рис. 1 (б), кривые 2, 3). Для смесей КТ CdS с НЧ Au@SiO₂ результирующий спектр экстинкции не имеет значительных трансформаций (сдвиг, провал, асимметрия и т.д.). Увеличение оптической плотности в области экситонного перехода в КТ CdS при смешивании с НЧ Au@SiO₂ обусловлено не только вкладом в общий спектральный контур поглощения от НЧ Au@SiO₂, но и взаимодействием между компонентами смеси (рис. 1 (б), кривые 4, 5).

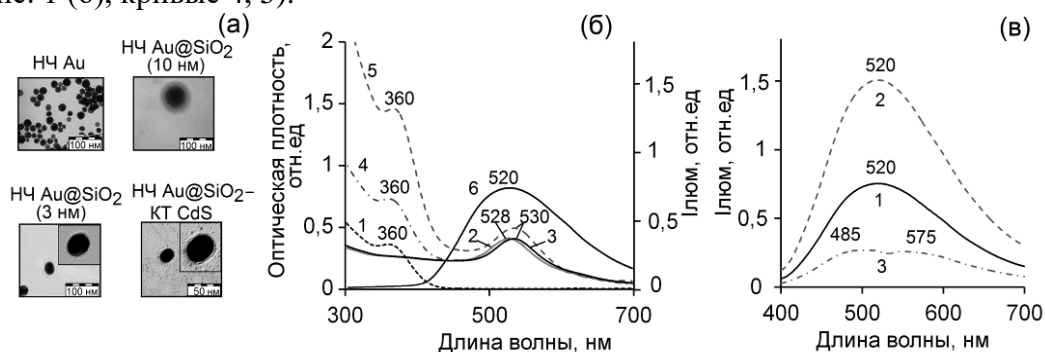


Рис. 1. ПЭМ изображения НЧ Au, НЧ Au@SiO₂ и их смесей с КТ CdS (а). Спектры оптического поглощения КТ CdS - 1, НЧ Au@SiO₂ с толщиной оболочки SiO₂ 3 нм - 2, 10 нм - 3 и их смесей - 4, 5 соответственно; спектр люминесценции КТ CdS - 6 (б). Спектры люминесценции КТ CdS - 1, и их смесей с НЧ Au@SiO₂ с толщиной оболочки SiO₂ 10 нм - 2, 3 нм - 3 (в)

Положение пика плазмонного резонанса НЧ Au@SiO₂ с толщиной оболочки SiO₂ как 3 нм (528 нм), так и 10 нм (530 нм) имеет значительное перекрытие со спектром люминесценции КТ CdS (рис. 1 (б), кривые 2, 3 и б). Эта ситуация соответствует случаю проявления эффектов плазмон-экситонного взаимодействия в люминесцентных свойствах КТ CdS. Для смесей КТ CdS с НЧ Au@SiO₂ с толщиной оболочки SiO₂ 10 нм установлено разгорание люминесценции КТ CdS в 2 раза (рис. 1 (в), кривая 2). При этом затухание люминесценции КТ CdS замедляется и незначительно растёт время жизни люминесценции на 20% (рис. 2а). По-видимому, в данном случае имеет место сочетание различных процессов. Разгорание люминесценции может быть связано с эффектом Перселла. В то же время, замедление затухания люминесценции демонстрирует с уменьшением скорости безызлучательной рекомбинации, вызванное изменением ближайшего окружения КТ. Вероятно также выбывание из общей картины кинетики компоненты, значительно ускоряющейся из-за эффекта Перселла.

Для смесей КТ CdS с НЧ Au@SiO₂ с толщиной оболочки SiO₂ 3 нм, напротив, показано тушение люминесценции с трансформацией спектрального контура полосы свечения КТ CdS, выраженной провалом в области 525 нм (рис. 1 (б), кривая 3). При этом не установлено значительных изменений в кинетике затухания люминесценции КТ CdS (рис. 2 (б)). Такое поведение свидетельствует о сложной картине проявления плазмон-экситонного

взаимодействия в исследуемых смесях, ввиду одновременного проявления нескольких эффектов, например, таких как эффект Фано и перенос заряда между КТ и плазмонной НЧ.

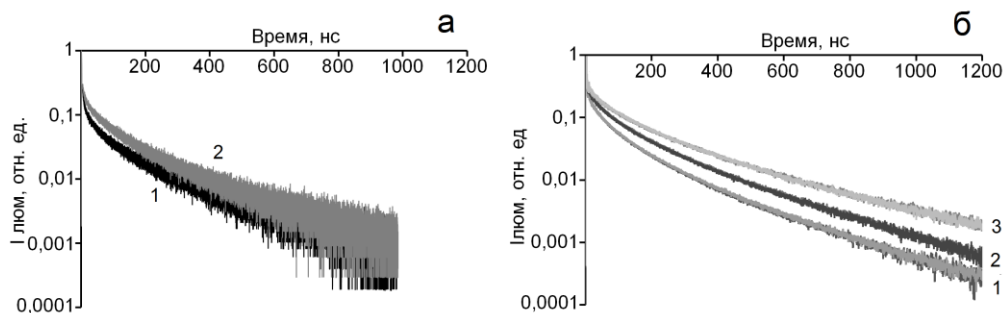


Рис. 2. а. Кинетика затухания люминесценции КТ CdS – 1 и их смесей с НЧ Au@SiO₂ с толщиной оболочки SiO₂ 10 нм – 2 на длине волны 520 нм.

б. Кинетика затухания люминесценции КТ CdS и их смесей с НЧ Au@SiO₂ с толщиной оболочки SiO₂ 3 нм на длине волны 485 нм – 1, 525 нм – 2, 575 нм – 3

Обнаруженные новые экспериментальные эффекты проявления взаимодействия между КТ CdS и плазмонными НЧ Au обусловлены изменением плазмон-экситонной связи между НЧ Au и КТ CdS за счет различной плотности оболочки SiO₂ (3 и 10 нм) на поверхности НЧ. Полученные данные, безусловно, требуют теоретического описания для каждого конкретного случая, что позволит оценить вклад плазмон-экситонных эффектов в общую картину излучательных свойств КТ CdS.

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ, проект НШ-2613.2020.2.

Результаты просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе Libra 120 были получены на оборудовании Центра Коллективного Пользования ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет».

1. D. Nepal, L.F. Drummy, S. Biswas, [et al.], *ACS NANO*, **7**(10), 9064-9074, (2013) .
2. L. Tang, J. Xu, P. Guo, [et al.], *Optics express*, **21**(10), 11095-11100, (2013).
3. Yi Luo, J. Zhao, *Nano Research*, **12**, 2164–2171(2019).
4. H. Leng, B. Szychowski, M.-Ch. Daniel, M. Pelton, *Nature communications*, **9**, 4012 (1-7), (2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДО- И РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК YAG:Ce КЕРАМИК С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЦЕРИЯ (0,5-10 АТ.%) И РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНОЙ

Лукияшин К.Е., Чепусов А.С., Соломонов В.И.

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Сообщаются результаты исследований катодо- и рентгенолюминесцентных характеристик YAG:Ce керамик с различной концентрацией церия (0,5-10 ат.%) и различной толщиной с применением генератора наносекундных импульсов рентгеновского излучения с энергией до 115 кэВ и с применением электронной пушки с энергией в пучке 180 кэВ. Приводятся соответствующие спектры и зависимости. Керамика с содержанием активатора 10 ат.% в матрице YAG синтезирована и исследована впервые в мире.

Поиск новых сцинтилляционных материалов и улучшение старых не останавливается ни на минуту, что связано с достаточно широким их применением в науке и технике. Обычно исследователи создают новые сцинтилляционные материалы, подбирая новые матрицы и ионы-активаторы для них, чтобы, в частности, повысить такие характеристики как световыход и быстродействие сцинтилляторов, являющиеся основными для сцинтилляторов. При этом концентрация иона-активатора остаётся невысокой, как и у монокристаллов. Например, в работе [1] авторы исследуют сразу три новые матрицы ($Y_3Al_2Ga_3O_{12}$, $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$ и $Lu_3Al_2Ga_3O_{12}$) с содержанием в них всего 0,8 ат.% Ce.

Альтернативой поиска новых матриц может быть подход по увеличению концентрации активатора в уже хорошо зарекомендовавшей себя матрице, алюмоиттриевый гранат $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), используя при этом эффект концентрационного тушения люминесценции для повышения быстродействия сцинтиллятора. Поэтому в работе исследуются керамики, синтезированные методом твердофазных реакций [2], с содержанием в них церия 0,5, 1, 5, и 10 ат.%. Керамика с содержанием активатора 10 ат.% в матрице YAG синтезирована и исследована впервые в мире. Именно применение керамической технологии позволяет повышать концентрацию активатора до таких значений в сцинтилляторах.

Немаловажным аспектом, влияющим на сцинтилляционные свойства, является толщина образцов. Более толстые керамики способны поглотить большую долю высокоэнергетического излучения, а, следовательно, и переизлучить её в видимом диапазоне, компенсировав снижение уровня интенсивности свечения при концентрационном тушении. Для этого в работе исследуются керамики различной толщины 2 - 10 мм.

Структура образцов керамики подтверждена с помощью рентгеноструктурного анализа. Морфологические свойства определены с применением оптической микроскопии. Люминесцентные свойства в диапазоне 220-850 нм изучены с применением импульсной катодолуминесцентной спектроскопии (ИКЛ) на собственной установке «КЛАВИ» [3] с максимальной энергией электронов в пучке 180 кэВ, длительностью импульса 2 нс, частотой следования импульсов 1 Гц, плотность электронного тока 120 А/см².

Для исследований рентгенолюминесцентных свойств образцов использовался генератор наносекундных импульсов рентгеновского излучения с энергией до 115 кэВ, длительность импульса на полувысоте до 50 нс. В рамках экспериментов получены спектры катодо- и импульсной рентгенолюминесценции, а также измерена интенсивность свечения керамических материалов.

В докладе приводятся исследования сцинтилляционных свойств изготовленных керамических образцов. Изучена их зависимость от частоты следования импульсов излучения, его эффективной энергии, а также от характеристик самого материала: толщины образца и состава.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-08-00117 А.

1. M. Mori, J. Xu, G. Okada et. al., *Journal of the Ceramic Society of Japan*, **124** (5), 569-573, (2016).
2. V.V. Osipov, A.V. Ishchenko, V.A. Shitov, R.N. Maksimov, K.E. Lukyashin et. al., *Optical Materials*, **71**, 98-102, (2017).
3. V. Osipov, V. Solomonov, A. Spirina, *J.Opt.Technol.*, **78**, 408-412, (2011).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОЗИЦИОННЫХ $\text{Yb}:(\text{Y},\text{Sc})_2\text{O}_3$ КЕРАМИК С ПРОСТРАНСТВЕННО МЕНЯЮЩИМСЯ СОСТАВОМ

Лукьяшин К.Е., Шитов В.А., Орлов А.Н., Васин Д.А.*

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Приводятся данные по исследованию оптических и люминесцентных характеристик композиционных керамик на основе твердых растворов полуторных оксидов иттрия и скандия, полученных посредством твердофазного спекания послойно скомпактированных наночастиц с различным соотношением компонент Y и Sc.

Для создания активных сред высокоэффективных твердотельных лазеров с ультракороткой длительностью импульса в качестве перспективных материалов следует рассматривать керамики на основе оксидов редкоземельных элементов, активированные ионом Yb^{3+} .

На сегодняшний день в керамиках $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ и $\text{Yb}^{3+}:\text{Sc}_2\text{O}_3$ реализованы лазерные импульсы длительностью 152 фс [1], и 92 фс [2], соответственно. Еще более короткая длительность может быть реализована за счет применения композиционных керамических сред, состоящих из двух последовательных слоев различного состава. Так в комбинированной керамической паре $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$ – $\text{Yb}:\text{Sc}_2\text{O}_3$ с общей шириной полосы усиления 27,3 нм продемонстрирована рекордно короткая длительность лазерных импульсов 53 фс [3]. Главным недостатком данного подхода является соединение двух активных сред с помощью оптического контакта, который обладает низкой термостойкостью, что ведет к возникновению принципиальных ограничений по эффективности и выходной мощности лазерного излучения.

В настоящей работе приводятся данные по исследованию двух и трехслойных композиционных керамик смешанного состава $(\text{Yb}:(\text{Sc}_{(1-x)}\text{Y}_x)_2\text{O}_3$, где $x = 0,5; 0,75; 1,0$) с помощью вакуумного спекания послойно скомпактированных порошковых сред. Керамики синтезировались из нанопорошков такого же химического состава, которые получались испарением твердой мишени излучением импульсно-периодического CO_2 -лазера в потоке воздуха [4]. Мишени для испарения изготавливались из коммерческих порошков оксидов, смешанных в соответствующей пропорции. Средний размер наночастиц составлял около 12 нм. Их кристаллическая структура представляла собой твердый раствор на основе моноклинного оксида иттрия. Для преобразования в кубическую фазу наночастицы прокаливались на воздухе в течение 3 ч при температурах 900–1100 °С. Далее нанопорошки кубической фазы с различным балансом катионов Y/Sc, полученные методом лазерной абляции послойно укладывались в цилиндрическую пресс-форму и одноосно давлением 200 МПа компактировались в брикеты, которые впоследствии спекались в вакуумной печи при температуре 1780 °С в течение 20 ч. После спекания получались керамики с плотноупакованными зернами, кристаллическая структура которых представляла собой твердые растворы на основе оксида иттрия кубической фазы.

Спектры пропускания керамик после просветления и полировки измерялись на спектрофотометре Shimadzu UV 1700. Анализ пористости проводился с использованием оптического микроскопа OLYMPUS BX51TRF. Фотолюминесценция возбуждалась излучением лазерного диода типа АТС мощностью 3 Вт на длине волны 977,9 нм. Спектр фотолюминесценции в диапазоне 950–1150 нм регистрировался с помощью спектрального комплекса на основе монохроматора МДР-23. Кинетика фотолюминесценции регистрировалась фотодиодом ФД-24К и осциллографом Tektronix TDS520.

Установлено, что частичная замена Y^{3+} на Sc^{3+} катионы с меньшим ионным радиусом оказывает слабое неблагоприятное влияние на содержание пор и оптическое пропускание керамики.

В спектре люминесценции всех образцов наблюдаются две полосы. Коротковолновая полоса с центром при $\lambda \approx 1032$ нм является результатом оптического перехода с нижнего штарковского подуровня ($m = 5/2$) состояния ${}^2F_{5/2}$ в основное состояние иона Yb^{3+} (нижний штарковский подуровень $m = 7/2$ состояния ${}^2F_{7/2}$). Длинноволновая полоса с максимумом при $\lambda = 1075$ нм — это полоса усиления, возникающая на переходе с того же нижнего штарковского подуровня $m = 5/2$ состояния ${}^2F_{5/2}$ на второй штарковский уровень $m = 5/2$ основного состояния. Как было установлено, эти полосы в керамиках разного состава перекрываются на уровне интенсивности от 0,25 до 0,45 и образуют одну полосу, достигающую ширины 80 нм по уровню 0,1.

Время жизни верхнего лазерного уровня ${}^2F_{5/2}$ иттербия измерялось по спаду фотолюминесценции полосы с центром при $\lambda = 1070$ нм. Для керамик всех исследованных составов оно, в пределах погрешности измерения 50 мкс, оказалось одинаковым и приблизительно равным 1,2 мс. Большое время жизни верхнего лазерного уровня позволяет надеяться на получение эффективной генерации.

Таким образом, разупорядочение кристаллической структуры зерен керамики путем послойного спекания растворов частичного замещения катионов Y^{3+} на Sc^{3+} приводит к существенному уширению полосы усиления иона Yb^{3+} , в то же время эти добавки оказывают малое влияние на время жизни его верхнего лазерного уровня. Такая керамика может быть использована в качестве активной среды для генерации ультракоротких лазерных импульсов.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ №18-03-00649 А.

1. M. Endo, I. Ito, Y. Kobayashi, *Opt. Express.*, **23**, 1276-1282, (2015).
2. M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A. A. Kaminskii, *Opt. Lett.*, **32**, 3382-3384, (2007).
3. M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, M. Noriyuki, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, *Optics Express*, **17**, №5, 3353-3361, (2009).
4. V.V. Osipov, Yu.A. Kotov, M.G. Ivanov, O.M. Samatov, V.V. Lisenkov, V.V. Platonov, A.M. Murzakaev, A.I. Medvedev, E.I. Azarkevich, *Laser Physics*, **16**, №1, 116-120, (2006).
5. В.В. Осипов и др., [Электронный ресурс] Керамика с разупорядоченной кристаллической структурой для активных элементов лазеров,. Режим доступа: <http://ao.iao.ru/ru/content/text?issue=03&num=1&vol=25> (Дата обращения: 22.07.2020).

РАЗРАБОТКА ПРИБОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ КРИСТАЛЛОВ КЛАССА 3m КОНОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Петрова М.С., Долгополов И.С., Сүй А.В., Прокопив Н.Н.

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения,
Хабаровск, Россия

В данной статье представлено описание лабораторного образца прибора для определения электрооптических коэффициентов кристаллов класса 3m и программного комплекса для обработки коноскопических картин интерференционно-поляризационным методом с использованием технологий компьютерного зрения.

Прибор для определения электрооптических коэффициентов кристаллов класса 3m коноскопическим методом полезен при изготовлении оптических модуляторов, которые применяются в системах связи и телекоммуникационных технологиях. Предлагаемый прибор позволяет снизить вероятность ошибок при определении электрооптических коэффициентов, что способствует уменьшению доли бракованной продукции и улучшению качества работы оптических модуляторов. Также использование данного прибора актуально для заводов по выращиванию кристаллов, так как позволяет проверять соответствие изготавливаемой продукции нуждам предприятий.

Известно, что определение электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла основано на измерении разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами при приложении электрического напряжения к граням кристалла [1]. Разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами приобретает при прохождении излучения через электрооптический кристалл и определяется формулой (1).

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} \Delta n, \quad (1)$$

где l – длина кристалла вдоль распространения излучения, λ – длина волны излучения, Δn – величина двулучепреломления, создаваемая электрическим полем.

Известны два метода определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла: интерферометрический (интерферометр Майкельсона, Маха-Цендера, Фабри-Перо [2, 3]) и поляризационный (метод Сенармона) [4, 5].

Оба метода достаточно эффективны, но есть проблема в высокой погрешности определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла за счет недостаточной точности ориентации кристаллофизических осей электрооптического кристалла по отношению к прикладываемому электрическому напряжению и направлению распространения излучения в устройстве при определении набега фаз.

В данной работе предложен способ обработки коноскопических картин кристаллов интерференционно-поляризационным методом, основанном на коноскопической схеме с помощью методов компьютерного зрения.

Типовая опытная установка для снятия коноскопических картин дополнена видеокамерой (рис. 1). Таким образом, картина, отображающаяся на матовом экране, фиксируется видеокамерой и передается на компьютер для дальнейшей фильтрации и обработки.

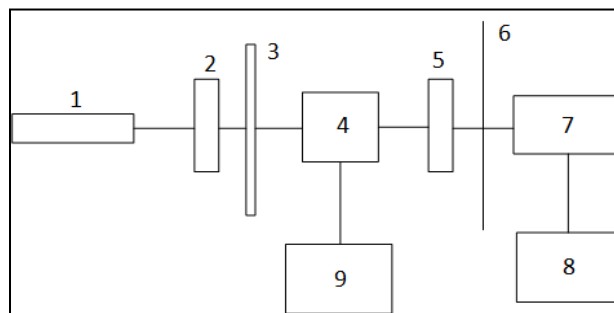


Рис. 1. Схема прибора для определения электрооптических коэффициентов коноскопическим методом

1 – He-Ne лазер; 2 – поляризатор; 3 – рассеиватель, 4 – кристалл; 5 – анализатор; 6 – экран; 7 – видеокamera; 8 – компьютер; 9 – высоковольтный источник

Для определения электрооптического коэффициента r_{22} кристалл ниобата лития ориентируется в схеме таким образом, что излучение лазера распространяется вдоль оптической оси Z кристалла. В этом случае поляризатор не обязателен, наблюдается коноскопическая картина в виде Мальтийского креста. Электрическое постоянное напряжение от высоковольтного источника подается на X(Y) срез кристалла. Для определения эффективного электрооптического коэффициента кристалл ниобата лития ориентируется в схеме таким образом, что излучение лазера распространяется вдоль оси X(Y) кристалла. Электрическое постоянное напряжение от высоковольтного источника подается на Z срез кристалла. В этом случае обязательно используется поляризатор, и коноскопическая картина выглядит как два семейства гипербол. Для лучшего контакта электродов с гранями кристалла используется токопроводящая паста. При приложении напряжения к граням кристалла за счет электрооптического эффекта в кристалле изменяется показатель преломления. При этом возникает фазовая задержка между обыкновенным и необыкновенным лучами, которая приводит к тому, что интерференционная картина (коноскопическая фигура) деформируется.

Для повышения точности получаемых значений коэффициентов и автоматизации работы с прибором была разработана программа на объектно-ориентированном языке высокого уровня C# с использованием библиотеки компьютерного зрения OpenCVSharp. С помощью компьютерного зрения в программе определяется изменение набега фазы ($\Delta\phi$) между обыкновенным и необыкновенными лучами, и при достижении $\Delta\phi=2\pi$, т.е. смещения интерференционной полосы с положения максимум-минимум-максимум, значение напряжения с высоковольтного источника фиксируется программой для дальнейшего автоматического расчёта электрооптических коэффициентов. Вкладка «параметры» программы показана на рис. 2.

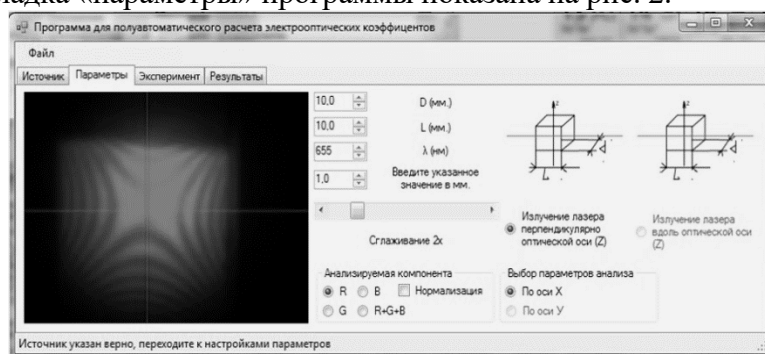


Рис. 2. Внешний вид окна программы

В этой же вкладке реализована функция выбора оси, вдоль которой проходит излучение сквозь образец, в зависимости от выбранного происходит расчет по формулам (2), (3):

$$r_{22} = \frac{\lambda d}{n_0^3 U l}, \quad (2)$$

$$(n_0^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) = \frac{2\lambda d}{U l}, \quad (3)$$

где n_o , n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла соответственно; r_{22} , r_{13} , r_{33} – электрооптические коэффициенты; U – электрическое напряжение; l – длина кристалла, вдоль которой распространяется излучение; λ – длина волны излучения; d – длина кристалла, вдоль которой прикладывается электрическое напряжение.

На рис. 3 представлена фотография образца прибора для определения электрооптических коэффициентов кристаллов класса 3m, который был собран в научно-исследовательской лаборатории кафедры физики и теоретической механики ДВГУПС.



Рис. 3. Фотография лабораторного образца прибора для определения электрооптических коэффициентов кристаллов класса 3m

Проведены эксперименты по определению электрооптических коэффициентов кристаллов ниобата лития с целью тестирования корректной работы данного прибора. Исследованы два образца кристаллов ниобата лития стехиометрического состава, размерами $14 \times 14 \times 11$ мм вдоль кристаллофизических осей $X \times Y \times Z$ соответственно. Для этих образцов были рассчитаны электрооптические коэффициенты r_{22} и $r_{\text{эф}}$ и получены коноскопические картины данных кристаллов. Для первого образца $r_{22}=4,704$ (пм/В), $r_{\text{эф}}=18,459$ (пм/В). Для второго образца $r_{22}=6,542$ (пм/В), $r_{\text{эф}}=20,259$ (пм/В).

Данные значения электрооптических коэффициентов близки к экспериментальным данным, определённым в работе [5] ($r_{22}=6,54$ пм/В и $r_{\text{эф}}=18,853$ пм/В.) Некоторое различие в значениях электрооптических коэффициентов можно объяснить отличающейся друг от друга структурой реальных кристаллов, их структурной неоднородностью.

1. А.М. Ефимов, *Физические основы и формализм оптики и спектроскопии оптических материалов. Учеб. пособие.* СПб: Университет ИТМО, (2015).
2. Seoung Hun Lee, *A novel method for measuring continuous dispersion spectrum of electro-optic coefficients of nonlinear materials*, Vol. 17, No. 12, 2009. pp. P. 9828-9833, (2009).
3. Ueki Keishi *Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, 2017 Conference on // Accurate measurement of electro-optic coefficient of stoichiometric LiNbO3.* Singapore. (2009).
4. Lianhua Jin *Dispersion measurement of the electro-optic coefficient r_{22} of the LiNbO3 crystal with Mueller matrix spectropolarimetry // Jpn. J. Appl. Phys.*, No. 54, P. 078003.1, (2015).
5. Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин, *Методы модуляции и сканирования света.* Москва: Наука, 296 с., (1970).

ВЛИЯНИЕ ОКСИДНОЙ ОБЛОЧКИ НА ЛОКАЛИЗОВАННЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОЧАСТИЦАХ Zn-ZnO

Дададжанов Д.Р. ^{*,**}, Гущин М.Г. ^{*}, Гладских И.А. ^{*}, Леонов Н.Б. ^{*},
Вартанян Т.А. ^{*}

^{*}Центр информационные оптические технологии,
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

^{**}Школа электротехники и вычислительной техники, Университет имени Бен-Гуриона в Негеве, Беер-Шева, Израиль

В этой работе мы приводим результаты численного моделирования и экспериментального исследования нового гибридного наноматериала со структурой ядро-оболочка, в котором ядро состоит из металлического цинка, а оболочкой служит оксид цинка.

Прогресс нанофотоники основан на разработке новых материалов, которые обладают свойствами, необходимыми в различных приложениях. В связи с этим, значительный интерес представляют исследования гибридных материалов, включающих компоненты с дополняющими друг друга свойствами. В частности, представляется перспективным создание наноструктур, сочетающих металлические и полупроводниковые компоненты, так как плазмонный резонанс в металлических наночастицах может способствовать усилению оптических процессов в полупроводнике.

Для получения описанной выше структуры тонкая плёнка цинка была осаждена в вакууме на диэлектрическую подложку, отожжена для формирования наночастиц с выраженными плазмонными резонансами и частично окислена. Полученная в результате оболочка из оксида цинка непосредственно контактирует с металлическим ядром, что трудно достичь при других способах формирования аналогичных гибридных материалов. Поскольку фотолюминесценция ZnO весьма чувствительна к составу окружающей атмосферы, можно ожидать, что полученные наноструктуры будут обладать свойствами, необходимыми для применения в химических и биосенсорах [1].

1. Численное моделирование

Расчёты производились методом конечных элементов, реализованном в COMSOL Multiphysics 5.4, с использованием оптических свойств объёмных материалов: цинка [2, 3] и оксида цинка [2, 4]. Были рассчитаны сечения поглощения, рассеяния и экстинкции изолированных полусфер (рис., слева) и других вращательно-симметричных наночастиц различных размеров на кварцевой подложке. Обнаружено, что максимум плазмонной полосы в наносфере из чистого цинка диаметром 50 нм находится на длине волны 370 нм, что практически совпадает с длинами волн, соответствующими краю фундаментального поглощения и экситону в оксиде цинка (368 нм). Для моделирования структуры ядро-оболочка была использована полусфера из цинка с конформным слоем оксида цинка толщиной 20 нм. Моделирование подтвердило ожидаемое длинноволновое смещение плазмонной полосы цинковой полусферы из-за увеличения диэлектрической проницаемости окружения.

2. Экспериментальные результаты

Спектры экстинкции наночастиц цинка, полученных путём физического осаждения из паровой фазы, приведены на рис. справа. Для улучшения адгезии цинка предварительно на кварцевую подложку было нанесено небольшое количество серебра. Кривые 1а и 2а, полученные в идентичных условиях, по форме близки друг к другу. Наблюдаемое положение широкой плазмонной полосы смещено относительно расчётного значения в длинноволновую сторону, может быть обусловлено более плоской формой наночастиц, их большим размером, а также взаимодействием между близко расположенными частицами. Все эти эффекты приводят к длинноволновому сдвигу плазмонной полосы. После отжига на воздухе ансамбль наночастиц цинка превращается в ансамбль наночастиц ядро-оболочка с полупроводниковой оболочкой из

оксида цинка над металлическим цинковым ядром, о чем свидетельствует как ослабление плазмонной полосы, так и появление максимума на длине волны экситонного поглощения в оксиде цинка (кривые 1b и 2b). Дальнейший отжиг приводит к образованию толстой оболочки из оксида цинка, что проявляется в отчётливом появлении экситонного поглощения (отмечено на рисунке вертикальной чертой), резком росте поглощения в коротковолновой области за краем фундаментального поглощения оксида цинка и в значительном уменьшении и длинноволновом сдвиге плазмонной полосы, обусловленной остатками металлического ядра. Ярко выраженная полоса экситона свидетельствует о высокой степени стехиометрического и кристаллического совершенства образовавшейся оболочки из оксида цинка. В силу этого же обстоятельства заметной флуоресценции в зелёной области спектра обнаружить не удалось. Поэтому полученный материал непригоден для непосредственного использования в газовых сенсорах и должен быть дополнен оксидом цинка, синтезированным химическим способом. В последнем случае нами наблюдалась флуоресценция в зелёной области спектра, которая, как известно, наиболее чувствительна к составу окружающей атмосферы.

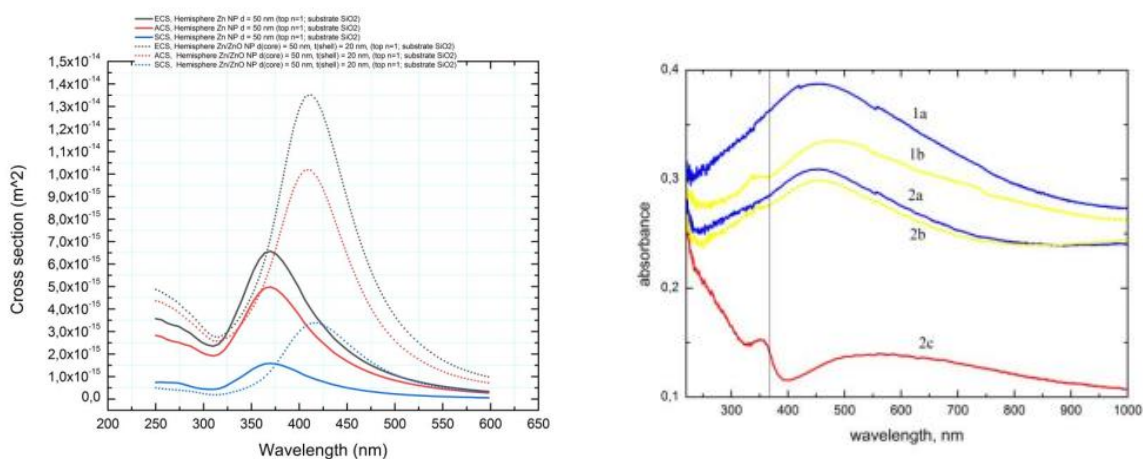


Рисунок. (слева) Рассчитанные спектральные зависимости сечений поглощения, рассеяния и экстинкции изолированных полусфер из чистого цинка и тех же полусфер, покрытых слоем оксида толщиной 20 нм. Полусферы лежат на кварцевой подложке. (справа) Экспериментальные спектры экстинкции наночастиц цинка, полученные физическим осаждением из паровой фазы (1a и 2a) и отожжённые при 100 °C (2b), 150 °C (1b) и 250 °C (2c)

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00167.

1. D.R. Dadadzhyanov, T.A.Vartanyan, A. Karabchevsky, *Optics Express*. 2019. **27** (21), 29471-29478.
2. [Электронный ресурс] Режим доступа: www.refractiveindex.info (Дата обращения: 12.05.2020).
3. W.S. M. Werner, K. Glantschnig, C.-Ambrosch-Draxl, Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals, *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 2009. V. **38**. P. 1013 – 1092.
4. Ch. Stelling, Ch.R. Singh, M. Karg, T. A. F. König, M Thelakkat, M. Retsch, Plasmonic nanomeshes: their ambivalent role as transparent electrodes in organic solar cells, *Scientific Reports*. 2017. V. **7**. P. 42530.

КВАРЦЕВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ, МОДИФИЦИРОВАННЫЕ НАНОКРИСТАЛЛАМИ $Gd_2O_3:Nd^{3+}$

Матросова А.С.*, Кузьменко Н.К.***, Евстропьев С.К.***, Асеев В.А.***,
Ананьев В.А.***, Демидов В.В.*, Никоноров Н.В.****

*НПО ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***СПбГТИ(ТУ), Санкт-Петербург, Россия

С использованием полимерно-солевого метода изготовлены и исследованы прототипы волоконных световодов на основе кварцевого стекла и люминесцентных нанокристаллов $Gd_2O_3:Nd^{3+}$. Эмиссионные спектры полученных образцов свидетельствуют о наличии в матрице кварцевого стекла ионов Nd^{3+} с характерными полосами люминесценции.

Оксид гадолиния (Gd_2O_3) используется на практике для синтеза наноразмерных люминофоров [1]. При легировании Gd_2O_3 ионами редкоземельных металлов этот материал становится перспективным для применения в оптической термометрии [2]. В частности, продемонстрирована эффективность использования оксидных частиц с содержанием ионов Nd^{3+} для создания фотолюминесцентных нанотермометров [3].

Кварцевые волоконные световоды (КВС) являются привлекательными объектами для изготовления устройств, принцип работы которых основан на явлении фото-люминесценции, благодаря высокой оптической прозрачности в видимой и ближней ИК областях спектра, а также термической и механической устойчивости. С другой стороны, достижение предельной концентрации активатора и исключение эффекта кластеризации в КВС традиционными методами представляет трудноразрешимую технологическую задачу. Авторами ранее [4] был предложен альтернативный способ, суть которого заключается в пропитке каналов преформы микроструктурированного КВС модифицирующим пленкообразующим раствором, высушивании, термической обработке, способствующей формированию тонких покрытий с нанокристаллическими включениями, легированными ионами Nd^{3+} , и перетягивании в оптический элемент с заданным пространственным распределением активатора.

Целью настоящей работы было изготовление КВС, модифицированных нано-кристаллами $Gd_2O_3:Nd^{3+}$, с последующей характеристикой их спектральных и люминесцентных свойств. Основная идея состояла в заполнении модифицирующим раствором полости капилляра и каналов преформы полого антирезонансного КВС и перетягивании их в оптические элементы без существенной структурной и фазовой трансформации нанокристаллических включений, которая приводит к снижению интенсивности люминесценции.

Технологический процесс получения прототипов КВС включал следующие операции: 1) приготовление однородного пленкообразующего раствора, обладающего высокой адгезией с поверхностью кварцевого стекла; 2) пропитка полости капилляра и каналов преформы полого антирезонансного КВС в нормальных условиях; 3) сушка в нормальных условиях в течение 24 часов; 4) термическая обработка пропитанных раствором капилляра и преформы в электрической печи при температуре 1000 °С в течение 2 часов; 5) перетягивание капилляра и преформы в КВС диаметром около 140 мкм при температуре 1850 °С в течение 20 минут с нанесением защитного низко-преломляющего полимерного покрытия.

Таким образом, были изготовлены волоконно-оптические элементы с неупорядоченным пространственным распределением нанокристаллов $Gd_2O_3:Nd^{3+}$ (на основе капилляра) и упорядоченным (на основе преформы). Ключевой задачей при получении второго из упомянутых элементов было совмещение окон прозрачности и длин волн возбуждения и эмиссии фотолюминесценции, решение которой достигалось за счет направленного выбора размеров каналов преформы и толщины сочленений между каналами на стадии формирования преформы, а также температурного режима спекания и трансформации каналов в процессе перетягивания. На рис. 1 приведены изображение поперечного сечения (слева) и измеренная

спектральная зависимость пропускания полученного полого антирезонансного КВС (справа). Для измерения спектра пропускания использовались галогенная лампа 64642 HLX (OSRAM), программируемый монохроматор ANDO, кремниевый фотодиод (диапазон длин волн 400-900 нм), германиевый фотодиод (диапазон длин волн 900-1300 нм), оптический усилитель eLockIn (Anfatec Instruments) и измеритель оптической мощности ANDO AQ-1135E. Длина оптического элемента составляла 40 сантиметров.

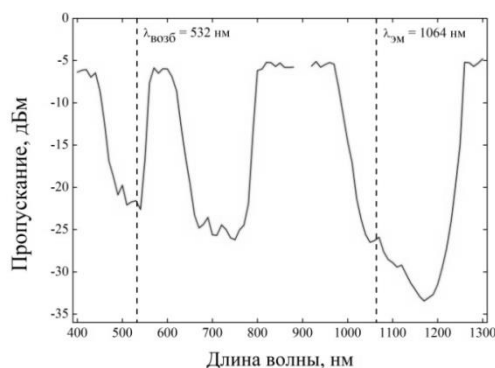
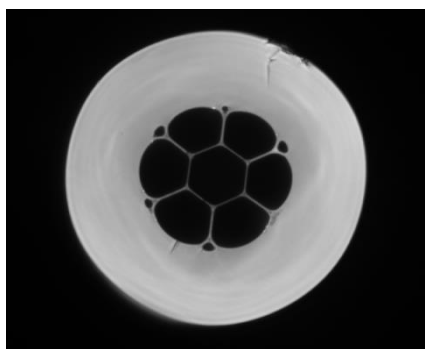


Рис. 1. Изображение поперечного сечения (слева) и спектральная зависимость пропускания (справа) полого антирезонансного КВС, модифицированного нанокристаллами $Gd_2O_3:Nd^{3+}$

Результаты рентгенофазового анализа, полученные с использованием высоко-разрешающего дифрактометра Ultima IV (Rigaku), показали наличие в составе стекол изготовленных КВС кристаллов $Gd_2O_3:Nd^{3+}$ размером не более 50 нм. Более того, в дифрактограммах присутствуют пики, характерные только для кристаллов Gd_2O_3 с кубической структурой. Это свидетельствует об отсутствии структурной и фазовой трансформации кристаллов на заключительной стадии технологического процесса, несмотря на близость значений температур вытягивания и плавления кристаллов.

Спектрально-люминесцентные свойства КВС, модифицированных нано-кристаллическими включениями $Gd_2O_3:Nd^{3+}$, измерялись на экспериментальной установке с импульсным твердотельным YAG:Nd-лазером ($\lambda = 532$ нм, $\tau \sim 10$ нс, $E = 30$ мкДж) в качестве источника возбуждения люминесценции. Регистрация эмиссионных спектров осуществлялась с использованием монохроматора Acton-300 (Acton Research) и InGaAs-фотоприемника ID-441 (Acton Research). Для измерения времен затухания люминесценции фотоприемник подключался к цифровому осциллографу Infinium HP54830 (Agilent Technologies).

На рис. 2 представлены эмиссионные спектры (фотолюминесценции) КВС с нанокристаллами $Gd_2O_3:Nd^{3+}$, полученных при перетягивании капилляра (слева) и преформы (справа). Как видно из рисунка, для обоих рассматриваемых оптических элементов основной пик излучения располагается на длине волны 1064 нм. Дополнительно, наблюдаются слабо выраженные побочные максимумы вблизи длин волн 900 и 1350 нм. Добавим, что эмиссионные спектры заполненных раствором капилляра и каналов преформы и вытянутых из них КВС оказались идентичны, за исключением более разрешенной структуры спектральных максимумов в первом случае. Это обстоятельство обусловлено преимущественно структурной деформацией нанокристаллов $Gd_2O_3:Nd^{3+}$ в результате их взаимодействия с поверхностью кварцевого стекла, что подтверждается результатами рентгенофазового анализа.

Результаты исследования кинетики люминесценции изготовленных КВС, модифицированных нанокристаллами $Gd_2O_3:Nd^{3+}$, приведены на рис. 3. Время затухания люминесценции в оптическом элементе, полученном при перетягивании капилляра, составляет около 200 мкс (рис. 3, слева). Кинетика люминесценции полого антирезонансного КВС описывается двумя экспоненциальными зависимостями со значениями времен затухания $\tau_1 = 12$ мкс и $\tau_2 = 233$ мкс. По мнению авторов, это явление обусловлено кубической структурой кристаллов Gd_2O_3 . Наибольшие значения времен затухания люминесценции практически аналогичны таковым для прозрачной керамики $Y_2O_3:Nd^{3+}$ [5] и несколько ниже для объемных кристаллов YAG:Nd³⁺.

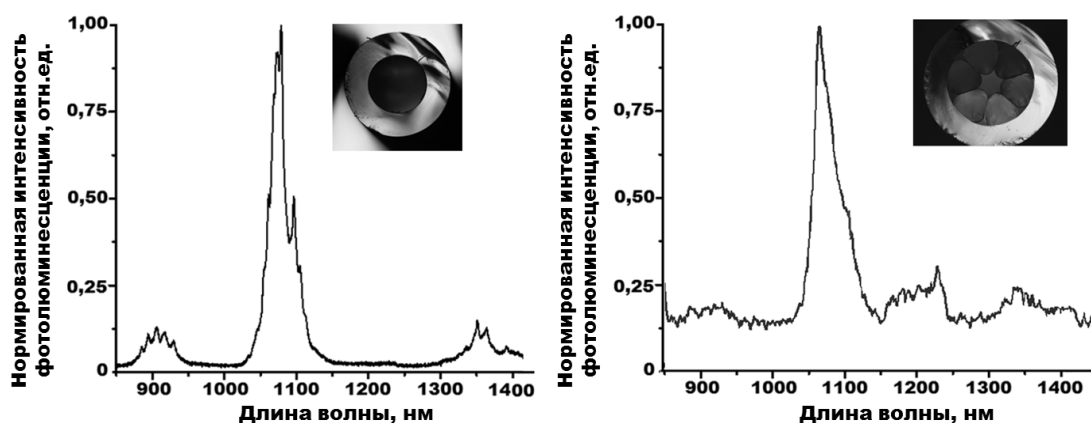


Рис. 2. Эмиссионные спектры КВС, модифицированных нанокристаллами $Gd_2O_3:Nd^{3+}$, полученных перетягиванием капилляра (слева) и преформы (справа). Концентрация неодима 0,8 мол.%. На вставке приведены изображения поперечного сечения капилляра (слева) и преформы полого антирезонансного КВС (справа)

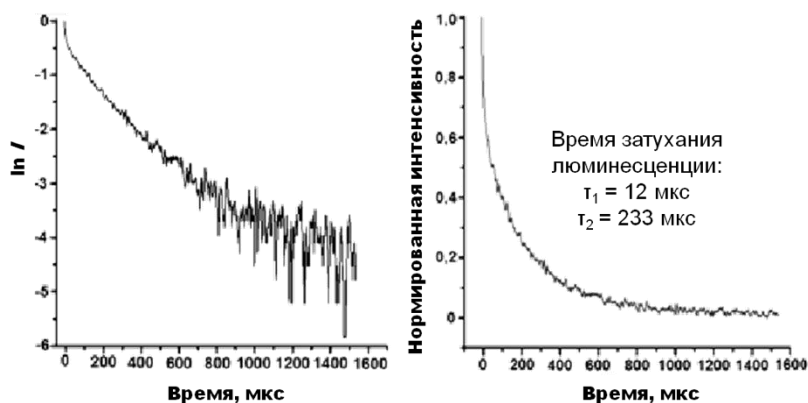


Рис. 3. Время затухания люминесценции КВС, модифицированных нанокристаллами $Gd_2O_3:Nd^{3+}$, полученных перетягиванием капилляра (слева) и преформы (справа). Концентрация неодима 0,8 мол.%.
 $\tau_1 = 12$ нс
 $\tau_2 = 233$ нс

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00596).

1. L. Xu, Y. Yu, X. Li, G. Somesfalean, Y. Zhang, H. Gao, Z. Zhang, *Opt. Mater.*, **30**, 1284-1288, (2008).
2. S.K. Singh, K. Kumar, S.B. Rai, *Sens. Act. A*, **149**, 16-20, (2009).
3. I.E. Kolesnikov, A.A. Kalinichev, M.A. Kurochkin, D.V. Mamonova, E.Y. Kolesnikov, A.V. Kurochkin, E. Lahderanta, M.D. Mikhailov, *J. Luminescence*, **204**, 506-512, (2018).
4. S.K. Evstropiev, V.A. Aseev, V.V. Demidov, N.K. Kuzmenko, A.S. Matrosova, A.V. Khokhlov, A.V. Komarov, K.V. Dukelskii, N.V. Nikonorov, K.V. Oreshkina, *Quantum Electron.*, **49**, 1145-1148, (2019).
5. A. Kumar, J. Lu, A.A. Kaminskii, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, N.V. Unnikrishnan, *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 643-650, (2006).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФИЛЬТРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГЛУБОКОЙ РЕЛЬЕФНОЙ СТРУКТУРОЙ

Долгополов И.С., Петрова М.С., Сую А. В., Антонычева Е.А.

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения,
Хабаровск, Россия

Рассмотрена работа оптического фильтра на основе отражающей глубокой рельефной структуры переменной глубины, допускающей изменение частотных характеристик в достаточно широком диапазоне с помощью калибровки угла падения входного излучения и переменной глубины профиля. Разработана программа ЭВМ для определения оптимальных параметров фильтрации оптического излучения.

Схема работы оптического фильтра на основе глубокой рельефной структуры (ГРС) переменной глубины изображена на рисунке 1. Профиль ГРС переменной глубины представлен на рис. 2.

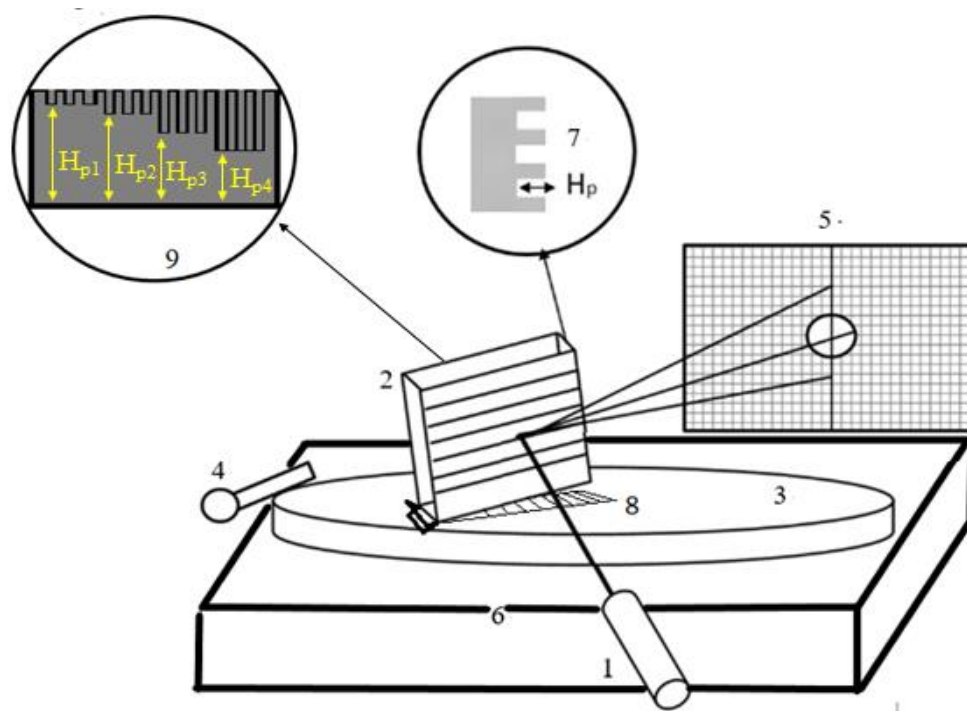


Рис. 1. Схема оптического фильтра с применением ГРС переменной глубины
1 – источник излучения, 2 – ГРС, 3 – поворотная платформа для регулировки угла падения входного пучка, 4 – механизм поворота платформы, 5 – пространственный фильтр, 6 – основание, 7 – форма профиля ГРС; 8 – механизм для линейного перемещения ГРС; ГРС 9 – вид на ГРС сбоку

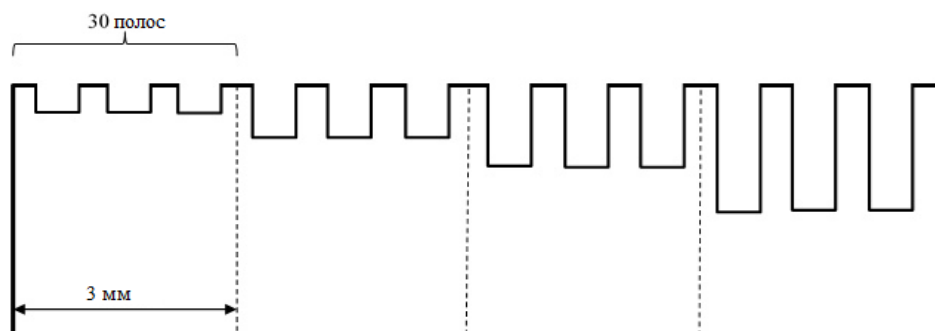


Рис. 2. Вид на ГРС сбоку

Входной пучок излучения направлен под углом падения θ на глубокую рельефную структуру с прямоугольным профилем с глубиной рельефа H_p . Плоскость падения параллельна

линиям рельефа ГРС. После отражения от ГРС на выходе выделяется нулевой порядок дифракции с помощью простого пространственного фильтра. Зависимость коэффициента передачи мощности излучения k_p с входа на выход устройства от длины волны излучения определяются соотношением (1):

$$k_p = \cos^2 \left[\left(\frac{2\pi H_p}{\lambda} \right) \cos \theta \right], \quad (1)$$

где k_p – коэффициент мощности излучения, λ – длина волны излучения, H_p – глубина рельефа ГРС, θ – угол падения светового пучка.

При различных углах падения нулевые коэффициенты передачи фильтра соответствуют разным длинам волн. Меняя угол падения входного излучения и глубину рельефа, можно изменять отраженные частотные характеристики оптического излучения с максимальным коэффициентом передачи (близким к единице) в широком спектральном диапазоне.

Например, при параметрах: $H_p = 8$ мкм, $\theta = 42^\circ$ исходя из уравнения (1) можно настроить входное излучение на необходимую частоту так, чтобы выделить одну наиболее интенсивную спектральную линию излучения, а другие перекрыть. В видимом диапазоне излучения длины волн при данных параметрах соответствуют значениям $\lambda_1=0,41$ мкм и $\lambda_2=0,58$ мкм. Притом, спектральная линия с частотой $\lambda_1=0,41$ мкм имеет максимальную интенсивность, а спектральная линия с частотой $\lambda_2=0,58$ мкм перекрывается. На рисунке 3 представлен график зависимости коэффициентов мощности от угла падения луча.

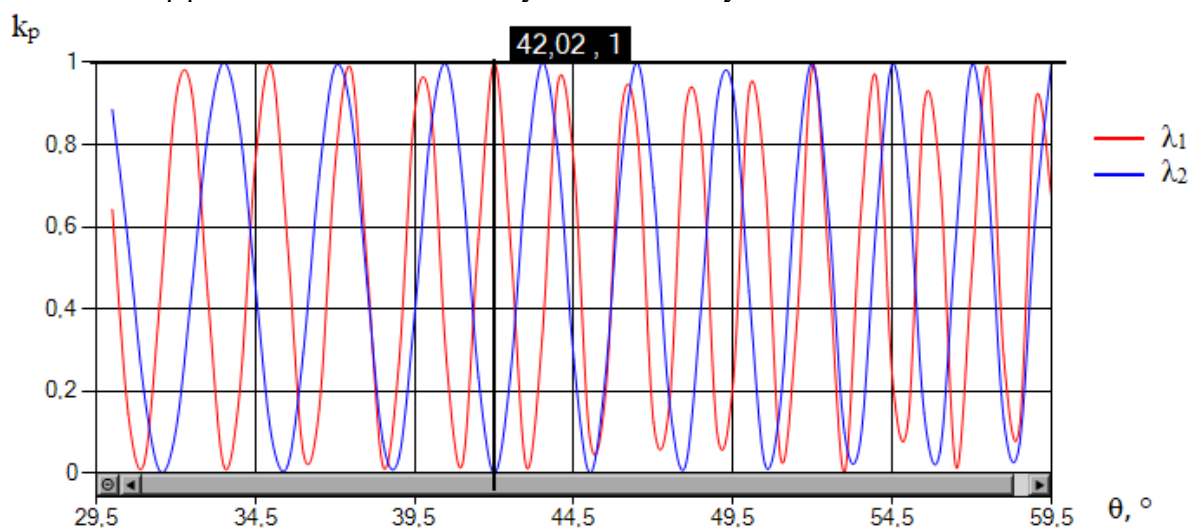


Рис. 3. График зависимости коэффициента мощности от угла падения луча, при параметрах: $H_p = 8$ мкм, $\theta = 42^\circ$, $\lambda_1=0,41$ мкм и $\lambda_2=0,58$ мкм

Этот график демонстрирует возможность перестройки расположения частот максимума и минимума коэффициента пропускания за счёт изменения угла падения θ входного оптического пучка и глубины рельефа. Фильтр на основе ГРС можно настроить на подавление излучения с любой длиной волны в широком диапазоне. Если излучение с некоторой длиной волны подавлено и не проходит на выход в нулевой порядок, то оно передаётся в первые и в высшие порядки дифракции.

ГРС переменной глубины может быть изготовлена на подложке из стекла методом облучения фемтосекундным лазерным излучением поверхности подложки с разной интенсивностью излучения в каждой зоне [2], тем самым обеспечивая переменную глубину ГРС (рис. 2). А затем рельеф покрывается отражающей плёнкой из серебра или алюминия.

Также существует способ изготовления ГРС переменной глубины на подложке из стекла методом химического травления поверхности подложки через маску из фоторезиста с постепенным извлечением из кислоты под небольшим углом, тем самым обеспечивая переменную глубину ГРС. После этого рельеф также следует покрыть отражающей плёнкой из серебра или алюминия [3].

Установка расчётного угла падения осуществляется за счёт поворота платформы 3 (рис. 1) с реально достижимой точностью, а затем угол падения может быть скорректирован с помощью механизма точной настройки по критерию минимальной мощности излучения на выходе устройства на выбранной длине волны (например: $\lambda_1 = 0,41$ мкм).

Для повышения точности получаемых значений параметров и автоматизации работы с расчётами была разработана программа на объектно-ориентированном языке высокого уровня C#. С помощью программы можно подбирать оптимальные параметры ГРС в диапазоне видимого света и в инфракрасном диапазоне излучения и строить по этим параметрам график зависимости. Вкладки «Подбор оптимальных параметров» и «Построение графиков» показаны на рис. 4а и 4б.

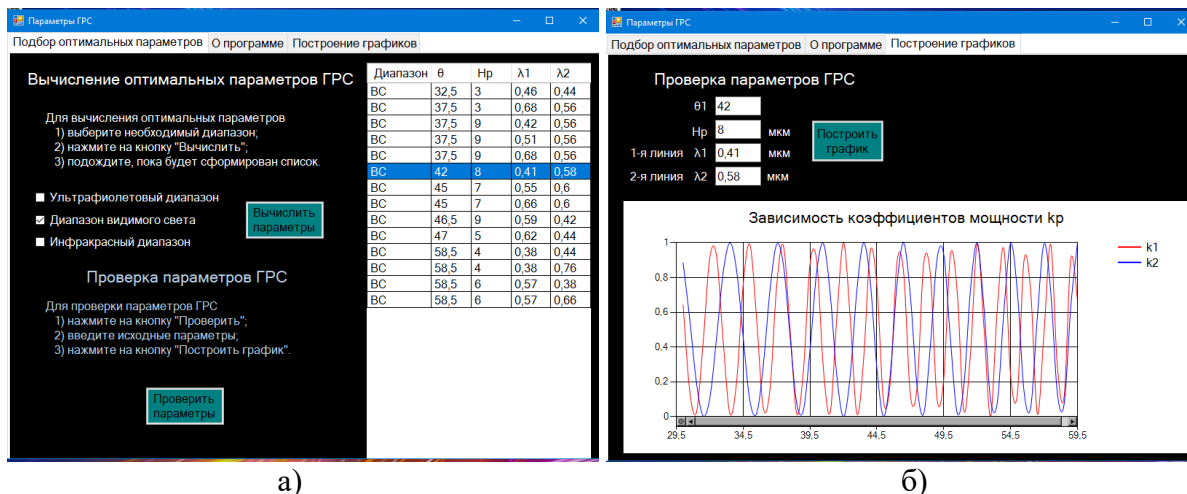


Рис. 4. Внешний вид окон программы.

а – вкладка «Подбор оптимальных параметров», б – вкладка «Построение графиков»

Программа позволяет вычислять и проверять вводимые параметры ГРС с точностью до 0,001 мкм для длины волны и 30' (минут) для угла.

1. В.А. Комоцкий, Ю.М. Соколов, Н.В. Суетин, *Оптический фильтр, построенный с применением глубокой периодической отражающей рельефной структуры*, HOLOEXPO 2018: Тезисы докладов, 165-169, (2018).

2. М.С. Петрова, И.С. Долгополов, А.В. Сюй, *Изготовление глубокой рельефной структуры переменной глубины для применения в оптическом фильтре*, Материалы XVII региональной научной конференции, Благовещенск: Амурский гос. ун-т, Благовещенский гос. пед. ун-т, 258, (2019).

3. И.С. Долгополов, М.С. Петрова, А.В. Сюй, *Оптический фильтр на основе глубокой рельефной структуры переменной глубины*, Тезисы докладов 77-й Межвузовской студенческой научно-практической конференции, 2, 92, (2019).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{-МРА}$ В ПРИСУТСТВИИ ЗОЛОТЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ

Овчинников О.В., Гревцева И.Г., Смирнов М.С., Перепелица А.С.,
Чевычелова Т.А., Дерепко В.Н.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет»,
Воронеж, Россия

Рассмотрена трансформация люминесцентных свойств коллоидных квантовых точек Ag_2S , пассивированных 2-меркаптопропионовой кислотой (КТ $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{-МРА}$) в смесях с наностержнями золота (НСт Au). Отмечена трансформация спектра люминесценции вследствие эффекта Фано.

Высокий квантовый выход люминесценции полупроводниковых квантовых точек (КТ) и его фотостабильность – один из важных параметров, определяющих возможности квантовых сенсоров, построенных на основе КТ [1, 2]. Сдерживающими факторами для применения КТ в качестве сенсоров являются фотодеградация их структуры (фоторастворение, агломерация нанокристаллов и т.п.) и люминесценции под действием возбуждающих квантов. Кроме того, для одиночных КТ известен эффект случайного мерцания люминесценции. Физические механизмы наблюдаемых паразитных эффектов и разработка приемов управления ими составляют фундаментальную проблему, решение которой пока не найдено.

Одним из приемов изменения люминесцентных свойств КТ является формирование гибридных наноструктур [3-5]. При формировании смесей КТ и плазмонных наночастиц (НЧ) возникают условия для изменения вероятностей излучательных и безызлучательных переходов и формы спектров излучения за счет эффектов экситон-плазмонного взаимодействия. При этом новые “гибридные” люминесцентные свойства уникальны в силу особенностей непосредственного взаимодействия компонентов, их взаимного расстояния, близости спектральных резонансов [3-5]. Разработка приемов прогнозирования люминесцентных свойств гибридных наноструктур, сформированных в условиях экситон-плазмонного взаимодействия и управления ими представляется актуальной проблемой.

В данной работе рассмотрены спектрально-люминесцентные проявления экситон-плазмонного взаимодействия при формировании смесей коллоидных КТ Ag_2S , пассивированных молекулами 2-меркаптопропионовой кислоты (2-МРА), с плазмонными наностержнями золота (НСт Au).

Коллоидные КТ $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{-МРА}$ средним размером 2,8 нм синтезировали в рамках одношаговой методики синтеза, которая предполагает использование в процессе кристаллизации молекул 2-МРА как в качестве источника серы, так и пассиватора интерфейсов КТ [6]. Данный подход заключается в смешивании исходных реагентов AgNO_3 (2,4 ммоль) и 2-МРА (4,8 ммоль) в условиях вязкой среды (этиленгликоль).

Формирование НСт Au в рамках коллоидного синтеза осуществляется в присутствии поверхностно активного вещества (ПАВ) цетилтриметиламмония бромида (ЦТАБ), водный раствор которого образует мицеллы цилиндрического вида, тем самым создавая анизотропные условия для роста НСт. Процедура получения золотых НСт Au является многостадийной и заключается в последовательном приготовлении и смешивании затравочного и ростового растворов. В качестве затравочного раствора используют раствор сферических НЧ Au (3 нм), полученного в результате химического восстановления HAuCl_4 (7 мкл, 0,36 М) раствором NaBH_4 (1,0 мл, 5мМ) в присутствии ЦТАБ (20 мл, 0,02 мМ). Ростовый раствор получали в результате смешивания HAuCl_4 (28 мкл, 0,36 М), ЦТАБ (50 мл, 0,1 мМ), AgNO_3 (100 мкл, 0,02 М) и $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_6$ (5 мл, 0,05 мМ). После внесения затравочного раствора в ростовой, реакционная смесь постепенно приобретает синюю, фиолетовую или красно-бурую окраску в зависимости от отношения длины к диаметру НСт Au. Добавление, в ростовой раствор варьируемого количества AgNO_3 способствует управлению отношения длины к диаметру НСт Au. Полученные НСт Au очищали от продуктов реакции путем промывки

дистиллированной водой посредством нескольких циклов центрифугирования-диспергирования.

Формирование гибридных структур осуществляли путем смешивания коллоидных растворов НСт Au и КТ Ag₂S/2-МРА в молярном соотношении $[v(\text{НЧ})]:[v(\text{КТ})] \sim 10^{-4}$ м.д.

Размер и морфологию КТ Ag₂S/2-МРА и НСт Au устанавливали с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Libra 120 (Carl Zeiss, Germany). Исследование абсорбционных свойств осуществляли с использованием спектрометра USB2000+ (Ocean Optics, USA) с источником излучения USB-DT (Ocean Optics, USA). Спектры люминесценции и кинетику затухания люминесценции КТ Ag₂S/2-МРА исследовали с помощью USB2000+ и платы время-коррелированного однофотонного счёта TimeHarp~260 (PicoQuant Germany) с модулем ФЭУ РМС-100-20 (Becker&Hickl Germany) с временным разрешением, составляющим 0,2 нс. Для возбуждения люминесценции использовали лазерный диод NDV7375 (Nichia, Japan) с излучением на длине волны 405 нм (200 мВт).

Анализ ПЭМ изображений показал, что используемый подход к синтезу обеспечивает формирование НСт Au средним размером 9x25 нм (рис. (а)).

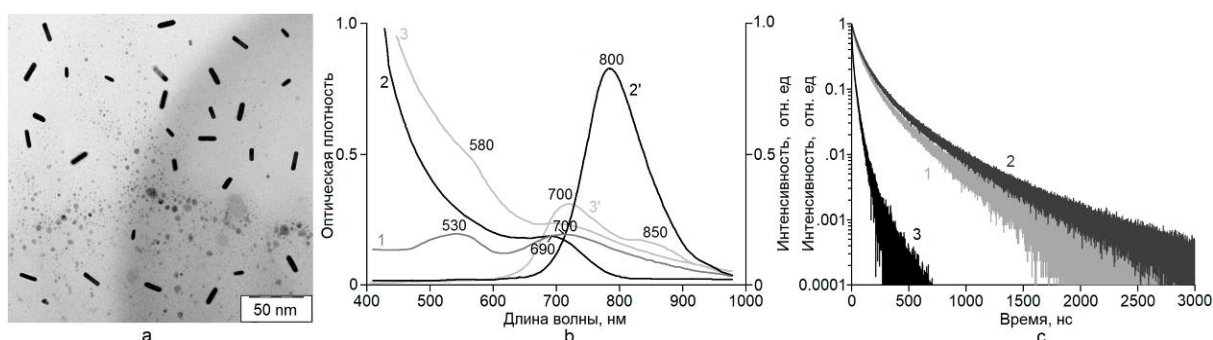


Рисунок. ПЭМ изображение НСт Au – (а). Спектры оптического поглощения НСт Au - 1, КТ Ag₂S/2-МРА – 2 и их смесей – 3. Спектры люминесценции КТ Ag₂S/2-МРА – 2', и их смесей с НСт Au – 3' (b). Кинетика затухания люминесценции КТ Ag₂S/2-МРА на длинах волн 700 и 800 нм – 1; и смесей КТ Ag₂S/2-МРА с НСт Au на длине волны 700 нм – 2, 800 нм – 3 (c)

Спектр поглощения коллоидных КТ Ag₂S/2-МРА имеет явно выраженный максимум около 690 нм, соответствующий наиболее вероятному экситонному переходу в оптическом поглощении (рис. (b), кривая 2). В спектре экстинкции НСт Au имеется два пика, расположенных при 530 нм и 700 нм, соответствующих поперечной и продольной дипольной моде локализованного плазмонного резонанса, характерного для наностержней (рис. (b), кривая 1). Для коллоидных КТ Ag₂S/2-МРА наблюдали рекомбинационную люминесценцию, максимум полосы которой располагался при 800 нм (рис. (b), кривая 2'). Таким образом, геометрия и размеры НСт Au обеспечили значительное перекрытие пика продольного плазмонного резонанса со спектром поглощения и люминесценции КТ Ag₂S/2-МРА (рис. (b), кривые 1, 2, 2').

Отмечено увеличение оптической плотности по всему спектру экстинкции при смешивании КТ Ag₂S/2-МРА с НСт Au, обусловленное, по-видимому, не только суммой спектров отдельных компонентов, но и их взаимодействием (рис. (b), кривая 3).

Формирование смесей КТ Ag₂S/2-МРА с НСт Au приводит к значительной трансформации люминесцентных свойств КТ. Для КТ Ag₂S/2-МРА в смеси с НСт Au с плазмонными пиками 700 нм и 530 нм найдено уменьшение квантового выхода люминесценции КТ в максимуме полосы (800 нм) и увеличение интенсивности люминесценции на краю полосы в области 700 нм. Для рассматриваемой ситуации отмечена сильная трансформация спектрального контура полосы люминесценции КТ Ag₂S/2-МРА. Наряду с уменьшением пиковой интенсивности, наблюдался её рост в области короче 700 нм (рис. (b), кривая 3'). Такое интересное поведение спектра люминесценции, по-видимому, связано с проявлением квантовой интерференции (антирезонанс Фано) при экситон-плазмонном взаимодействии.

Найденные спектральные изменения сопровождаются изменением времени жизни люминесценции КТ Ag₂S/2-МРА. На длине волны 700 нм найдено увеличение среднего

времени жизни люминесценции с 94 нс до 115 нс (рис. (с), кривая 2). Разгорание люминесценции в области 700 нм может быть связано с эффектом Перселла для ситуации, когда между плазмонной наночастицей и квантовыми точками наблюдается непосредственный контакт. Замедление затухания люминесценции обусловлено уменьшением эффективности безызлучательной рекомбинации, вызванное изменением ближайшего окружения КТ.

Уменьшение среднего времени жизни люминесценции с 94 нс до 16 нс на длине волны 800 нм происходит одновременно с тушением люминесценции, что, по-видимому, связано с тушением за счет безызлучательного переноса энергии от центра рекомбинационной люминесценции к НСт Au (рис. (с), кривая 3).

Следует обратить внимание на то, что обнаруженные проявления взаимодействия КТ Ag₂S и плазмонных наночастиц указывают на существование возможности для управления квантовым выходом ИК люминесценции КТ. Однако, полученные новые экспериментальные результаты однозначно свидетельствуют о сложной картине проявления экситон-плазмонного взаимодействия в исследуемых смесях, ввиду одновременного проявления нескольких эффектов, таких как эффект Перселла, Фано, безызлучательный перенос энергии от КТ к плазмонной частице, расстройка резонанса.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-12-00266.

1. M. Vasilopoulou, H.P. Kim, B.S. Kim, [et al.], *Nature Photonics*, **50**(14), 50–56, (2020).
2. T. Frecker, D. Bailey, X. Arzeta-Ferrer [et. al], *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, **5**(1), R3019-R3031, (2016).
3. D. Nepal, L.F. Drummy, S. Biswas, [et al.], *ACS NANO*, **7**(10), 9064-9074, (2013).
4. Q. Wu, Lu Chen, L. Huang [et al.], *Biosensors and Bioelectronics*, **74**, 16-23 (2015).
5. L. Trotsiuk, A. Muravitskaya, O. Kulakovich, [et al.], *Nanotechnology*, **31**(10), 105201, (2020).
6. O.V. Ovchinnikov, S.V. Aslanov, M.S. Smirnov, [et al.], *RSC Adv.*, **9**, 37312-37320, (2019).

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА С ОБОЛОЧКОЙ ИЗ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Звягин А.И., Чевычелова Т.А., Гревцева И.Г., Смирнов М.С.,
Овчинников О.В.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Исследованы особенности нелинейно-оптического отклика наночастиц серебра (НЧ Ag) сферической формы, средним размером 20 нм и систем «core-shell» на их основе (НЧ Ag@SiO₂), синтезированных с использованием цитратного метода в поле наносекундных импульсов Nd:YAG-лазера (532 нм). Показано, что наличие кремниевой оболочки на НЧ Ag блокирует насыщение поглощения за счет их фотодеструкции в поле наносекундных лазерных импульсов с длиной волны 532 нм. Обнаружено формирование положительной динамической линзы для НЧ Ag@SiO₂, нехарактерной для исходных НЧ Ag.

Наночастицы благородных металлов имеют высокий потенциал применения в областях нанофотоники благодаря их сильному нелинейно-оптическому отклику. Для наночастиц серебра и золота в стеклах, полимерах, коллоидных растворах чаще всего наблюдаются насыщение поглощения, обратное насыщение поглощения, двухфотонное поглощение и нелинейная рефракция. В настоящее время большой интерес вызывают системы «core-shell» НЧ-оболочка диэлектрика, позволяющие модифицировать свойства исходных наночастиц металла. В данной работе рассматривается изменение нелинейно-оптического отклика коллоидных серебряных наночастиц сферической геометрии при покрытии оболочкой диоксида кремния (НЧ Ag@SiO₂).

Коллоидные НЧ Ag синтезировали методом Туркевича [1]. Оригинальный метод Туркевича – это способ создания золотых сферических наночастиц путем восстановления цитратом натрия золотохлороводородной кислоты в кипящем водном растворе. Позже его начали применять и для создания наночастиц серебра. К 20 мл кипящего водного раствора AgNO₃ (1 мМ) медленно по каплям добавляли 20 мл водного раствора цитрата натрия Na₃C₆H₅O₇ (4 мМ), что соответствует соотношению $\nu(\text{HAuCl}_4):\nu(\text{Na}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{O}_7)$ как 1:4. Полученную смесь кипятили в течение 30 минут до появления желтой окраски при постоянном перемешивании 300 об/мин.

Для наращивания оболочки диоксида кремния использовали источник кремния МРТМС (3-меркаптопропил триметоксисилан) [2]. Предварительно гидролизованный МРТМС с помощью тиоловых групп -SH крепится к поверхности наночастицы, оставляя с внешней стороны слой SiO₂, рост которого продолжается за счет образования связей молекул МРТМС между собой. Для создания кремниевой оболочки толщиной 15 нм 10 мл водного раствора МРТМС (5 мМ) медленно добавляли в полученный раствор НЧ Ag, рН которого повышали 6% раствором NaOH до значения 10. Полученную смесь непрерывно перемешивали при 300 об/мин в течение 5 ч. Полученный раствор НЧ Ag@SiO₂ очищали от продуктов реакции путем многократного центрифугирования и повторного диспергирования осадка в дистиллированной воде.

Размер и геометрию синтезированных ансамблей коллоидных наночастиц Ag определяли с помощью просвечивающего электронного микроскопа (Libra 120, CarlZeiss, Germany). Спектры экстинкции НЧ Ag получали на спектрофотометре USB2000+ с источником излучения USB-DT (Ocean Optics).

Исходный образец содержал НЧ Ag средним диаметром 23 нм. Для данного коллоидного раствора максимум спектра экстинкции расположен при 431 нм. Наночастицы Ag@SiO₂ имели размер ядра около 20 нм и толщину оболочки около 15 нм (рис. 1). Пик спектра экстинкции НЧ Ag@SiO₂ смещался в длинноволновую область на 25 нм.

Измерения нелинейно-оптических свойств образцов проводились с использованием методики Z-сканирования [3]. Излучение второй гармоники Nd:YAG-лазера ($\lambda = 532$ нм, $\tau = 10$ нс), генерируемой в кристалле KDP, фокусировалось сферической линзой с фокусным расстоянием 300 мм. Частота повторения лазерных импульсов составляла 1 Гц. Кварцевая кювета толщиной 5 мм, содержащая исследуемые образцы, перемещалась вдоль оси z через фокальную плоскость линзы с использованием моторизованного линейного транслятора. Схема Z-сканирования с открытой апертурой (ОА), использовалась для определения зависимости нормированного коэффициента пропускания от положения образца на оси z. Для наблюдения нелинейной рефракции использовалась схема с закрытой апертурой (СА). Энергия пробных импульсов составляла 0,06 мДж. Z-сканы исследуемых образцов в геометрии с открытой апертурой представлены на рис. 2.

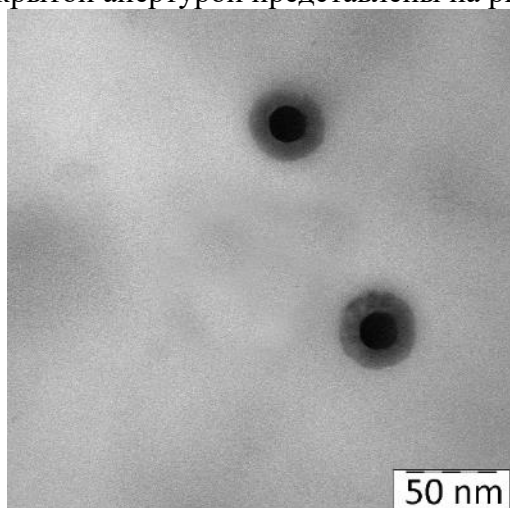


Рис. 1. ПЭМ изображение НЧ Ag@SiO₂

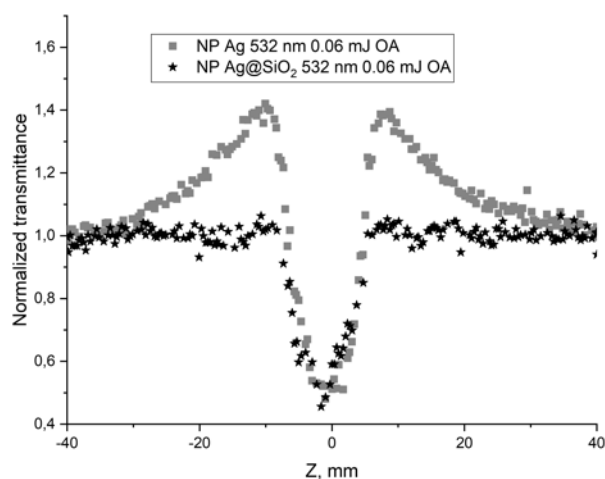


Рис. 2. Z-сканы НЧ Ag и НЧ Ag@SiO₂ в геометрии с открытой апертурой

Для наночастиц Ag наблюдается широкий контур просветления ($T \approx 1,4$) и симметричный провал вблизи фокальной плоскости с максимальным изменением нормализованного пропускания $\Delta T \sim 0,9$.

Просветление, как было установлено ранее [4], может быть связано с разрушением наночастиц под действием света и трансформацией в сферы меньшего размера порядка 6 нм, что подтверждается анализом ПЭМ изображений и смещением пика экстинкции в коротковолновую область (420 нм). Провал в фокальной плоскости является следствием динамического рассеяния лазерного излучения на наночастицах Ag. Для подтверждения данного предположения использовали дополнительный фотодиод установленный под углом 5 градусов к оптической оси, регистрирующий сигнал рассеяния. Z-скан в этом представлял симметричный пик с максимумом при $z=0$.

В случае наночастиц, покрытых оболочкой диоксида кремния, просветления в Z-скане не наблюдается, динамическое рассеяние дает провал вблизи фокальной плоскости с $\Delta T \sim 0,5$. Данный результат говорит о высокой стабильности под действием лазерного излучения НЧ Ag@SiO₂, по сравнению с исходными НЧ Ag.

Для уменьшения вклада рассеяния при измерении нелинейной рефракции коллоидные растворы НЧ были разбавлены в 3 раза. У исходных НЧ Ag рефракционный отклик оказался менее порога регистрации. НЧ Ag@SiO₂ продемонстрировали положительную динамическую линзу (рис. 3 б), что свидетельствует о нетепловой природе данного эффекта. Предполагается, что изменение диэлектрической проницаемости НЧ Ag вследствие наращивания диэлектрической оболочки [5], приводит к усилению нелинейной электронной поляризуемости, проявляющейся в нелинейной рефракции.

Для определения нелинейного показателя преломления НЧ Ag@SiO₂ использовали зависимость, предложенную в [6]:

$$T = 1 + \frac{2(-\rho x^2 + 2x + 3\rho)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Phi$$

где $x = z/z_0$, $z_0 = 0,5k(w_0)^2$, $k = 2\pi/\lambda$, w_0 - радиус перетяжки, λ - длина волны излучения, $\Delta\Phi$ - параметр, определяющий нормализованное пропускание около фокальной плоскости в результате нелинейной рефракции, соответственно, $\Delta\Phi = k\gamma I_0 L_{\text{eff}}$; I_0 - интенсивность лазерного излучения в фокальной плоскости, $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ эффективная толщина образца, α - линейный коэффициент поглощения, L - толщина образца. Радиус перетяжки составлял 20 мкм. Процедура фитирования позволила определить коэффициент нелинейной рефракции для НЧ Ag@SiO₂, равный $4,5 \times 10^{-14}$ см²/Вт.

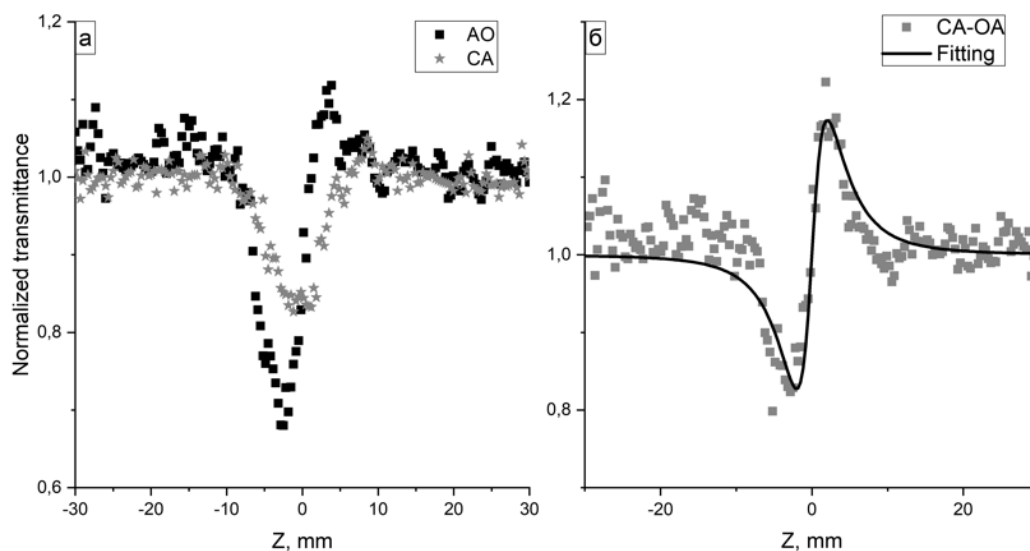


Рис. 3. Z-сканы НЧ Ag@SiO₂ в геометрии с открытой и закрытой апертурой (а), разность кривых Z-сканов, аппроксимирующая кривая (б)

Таким образом, показана возможность модификации и получения новых нелинейно-оптических свойств наночастиц серебра путем наращивания диэлектрической оболочки диоксида кремния.

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ, проект НШ-2613.2020.2.

1. J. Turkevich, P.C. Stevenson, J. Hillier, *Discuss. Faraday Soc.*, **11**, 55-75, (1951).
2. K. W. Shah, T. Sreethawong, S.H. Liu, S.Y. Zhang, L.S. Tanb, M.Y. Han, *Nanoscale*, **6**, 11273-11281, (2014).
3. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. -. Wei, D. J. Hagan and E. W. Van Stryland, *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 760-769, (1990).
4. A.I. Zvyagin, A.S. Perepelitsa, M.S. Lavlinskaya, O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, R.A. Ganeev, *Optik*, **175**, 93-98, (2018).
5. Н.В. Селина, *Рос. Нанотех.*, **14**, 59–63, (2019).
6. X. Liu, S. Guo, H. Wang, L. Hou, *Opt. Commun.*, **197**, 431-437, (2001).

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ФОТОННОЙ РЕШЕТКЕ

Коровой О.В., Марков Д.А.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Приднестровская Молдавская Республика

Используя метод связанных мод, теоретически изучены эффекты распространения лазерного излучения в фотонной решетке. Показано, что спектр линейных волн в системе имеет плоскую зону. Найдено решение, которое описывает локализованное излучение, распространяющееся без поперечной дифракции вдоль решетки.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию линейных состояний в фотонных решетках нестандартной геометрии с различными периодами. Целью таких исследований является рассмотрение возможности локализации излучения в таких структурах без использования дополнительных примесей и без какого-либо ограничения на уровень мощности излучения. Как было показано в [1], решетки с плоской зоной (FB) обладают особым линейным спектром, где хотя бы одна из его линейных полос является полностью плоской. В [2-5] рассмотрены фотонные решетки Либа, которые представляют собой квадратные решетки, состоящие из трех объединенных элементарных ячеек, характеризующиеся законом дисперсии, состоящим из трех полос сильной связи, одна из которых плоская линейная. В [6] экспериментально изучены основные свойства фотонной решетки Stub. Впервые показана возможность возбуждения линейной локализованной моды FB Stub, распространяющейся без дифракции, показана возможность объединения этого состояния с соседними модами для генерации произвольных линейных комбинаций, на основании которых продемонстрирована возможность реализации трех основных логических операций. Предсказана возможность использования свойств фотонной решетки FB Stub для разработки новых полностью оптических логических вентилях. Ниже мы приводим основные результаты теоретического исследования эффектов распространения света в одной из таких систем, а именно в фотонной оптической решетке волноводов, состоящей из двух параллельно расположенных массивов волноводов, с учетом связи с ближайшими соседями, экспериментально изученной в [6].

Исходным пунктом нашего рассмотрения является система уравнений для амплитуд связанных мод оптической фотонной решетки, состоящей из двух бесконечных массивов волноводов: массива волноводов a_n (A) и параллельного ему бесконечного массива, состоящего из чередующихся волноводов b_n (B) и c_n (C) (рис. 1). Узлы A, B и C составляют ячейку, периодически повторяющуюся в пространстве, образующую оптическую фотонную решетку.

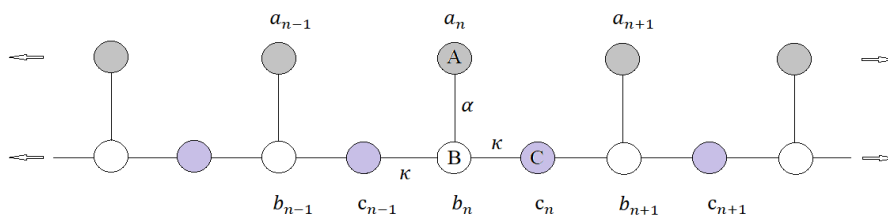


Рис. 1. Схема расположения волноводов двух связанных параллельных бесконечных массивов в фотонной решетке

Система уравнений в геометрии рис. 1 будет иметь вид:

$$\begin{cases} i \frac{db_n}{dz} + c_n + c_{n-1} + \alpha a_n = 0, \\ i \frac{dc_n}{dz} + b_n + b_{n+1} = 0, \\ i \frac{da_n}{dz} + \alpha b_n = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где α – константа связи между массивами, $z = kx$, x – координата вдоль волновода, k – константа связи волновода с ближайшими соседями волноводов в массиве b и c , a_n , b_n и c_n

– нормированные амплитуды полей распространяющихся мод в n -ом волноводе. Мы рассматриваем однородный массив волноводов, характеризующийся одинаковыми постоянными распространения. Эволюция света в таком массиве происходит вдоль волноводов в направлении, ортогональном поперечной периодической структуре.

Воспользуемся фурье-преобразованием для функций $a_n(x), b_n(x), c_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} a(\vartheta, x), b(\vartheta, x), c(\vartheta, x) e^{-in\vartheta} d\vartheta$ и, подставляя в (1), получаем систему связанных линейных дифференциальных уравнений первого порядка для фурье-образов. Будем искать решения для амплитуд полей a_n, b_n и c_n системы уравнений (1) в виде плоской волны: $a_n(x) = ae^{ipx}$, $b_n(x) = be^{ipx}$, $c_n(x) = ce^{ipx}$, где p – играет роль двумерного блоховского волнового вектора решетки. Тогда система (1) примет вид:

$$\begin{cases} \alpha a - pb + \kappa(1 + e^{i\vartheta})c = 0, \\ \kappa(1 + e^{-i\vartheta})b - pc = 0, \\ pa - \alpha b = 0, \end{cases} \quad (2)$$

и представляет собой систему линейных однородных алгебраических уравнений для амплитуд полей a, b и c , нетривиальное решение которой возможно, если $\det = 0$, что позволяет определить закон дисперсии линейных мод, распространяющихся поперечно в массиве волноводов, при распространении в продольном направлении z вдоль массива. Раскрывая детерминант получаем кубическое уравнение для определения собственных значений волновых векторов массива: $p^3 - p\kappa^2(1 + e^{-i\vartheta})(1 + e^{i\vartheta}) - p\alpha^2 = 0$, решение которого будет иметь вид $p_1 = 0$, $p_{2,3} = \pm\sqrt{2\kappa^2 + \alpha^2(1 + \cos\vartheta)}$. Одно из них представляет собой прямую, характеризующую линейную плоскую полосу спектра и две линейные полосы противоположных знаков, между которыми имеется щель шириной 2α при $\vartheta = 0$. Бесщелевой спектр возможен только при $\alpha = 0$ и условия $\vartheta = \pm\pi$. В этом случае излучение будет распространяться только во втором массиве волноводов, при этом будет происходить обмен энергией между волноводами массива, без обмена с первым массивом. Наличие спектральной линейной плоской полосы свидетельствует о равенстве нулю амплитуд линейных мод b_n , принадлежащих этой полосе. Используя решения для p получим решения системы (2) для амплитуд полей a, b и c при начальных условиях $b_n|_{x=0} = \delta_{n,0}$, $a_n|_{x=0} = c_n|_{x=0} = 0$, находим следующие решения для функций

$$\begin{aligned} b_n(x) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\vartheta \cos(n\vartheta) \cos\left(\sqrt{2\kappa^2(1 + \cos\vartheta) + \alpha^2}x\right), \\ a_n(x) &= \frac{i\alpha}{\pi} \int_0^\pi d\vartheta \cos(n\vartheta) \frac{\sin\left(\sqrt{2\kappa^2(1 + \cos\vartheta) + \alpha^2}x\right)}{\sqrt{2\kappa^2(1 + \cos\vartheta) + \alpha^2}}, \\ c_n(x) &= \frac{i\kappa}{\pi} \int_0^\pi d\vartheta (\cos(n\vartheta) + \cos((n+1)\vartheta)) \frac{\sin\left(\sqrt{2\kappa^2(1 + \cos\vartheta) + \alpha^2}x\right)}{\sqrt{2\kappa^2(1 + \cos\vartheta) + \alpha^2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Подставим решение для амплитуды $b(\vartheta, x)$ из (3) в (2), полагая $\frac{4\kappa^2}{\alpha^2} \ll 1$ и раскладывая $\sqrt{2\kappa^2(1 + \cos\vartheta) + \alpha^2}$ в ряд получим решение $b_n(x) = i^n J_n\left(\frac{\kappa^2}{\alpha}x\right) \cos\left(\alpha\left(1 + \frac{\kappa^2}{\alpha^2}\right)x\right)$. Условие $\frac{4\kappa^2}{\alpha^2} \ll 1$ позволяет получить критерий локализации мод, распространяющихся вдоль массива без поперечной дифракции. Это условие можно назвать условием сильной связи между массивами волноводов.

Рассмотрим случай, когда связь с волноводами соседнего массива отсутствует $\alpha = 0$ (рис. 2). При этом накачка осуществляется только в торец нулевого b_n волновода второго массива, излучение в волноводы первого массива не поступает и свет распространяется только в волноводах второго массива $|b_n(x)|^2 = \frac{1}{4} J_{2n}^2(2\kappa x)$, наблюдается диффузия света в направлении, перпендикулярном оси решетки в волноводах b_n и c_n , ширина возмущенной области определяется параметром κ , с ростом которого область возмущения расширяется, а максимумы интенсивности расположены по краям области возмущенных волноводов b_n и c_n .

Рассмотрим теперь пространственное распределение интенсивности света в массиве волноводов, когда связь между волноводами b_n и c_n отсутствует $\kappa = 0$, а связь между

массивами $\alpha \neq 0$. В этом случае, свет локализуется в нулевых волноводах a_n и b_n массивов (рис. 3), наблюдается полная периодическая перекачка света между волноводами, при этом отсутствует поперечная пространственная диффузия света в массиве. Максимум интенсивности света находится в нулевом волноводе b_n второго массива и на расстоянии полупериода перемещается в нулевой волновод первого массива a_n , волноводы c_n второго массива не возбуждаются и интенсивность $|c_n(x)|^2 = 0$. Период перекачки $T = \frac{2\pi}{\alpha}$ определяется величиной параметра α .

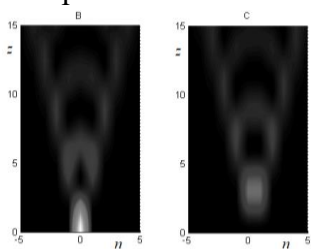


Рис. 2.
Пространственное распределение интенсивности света в первом и втором массивах решетки при $\alpha = 0, \kappa = 0,3$

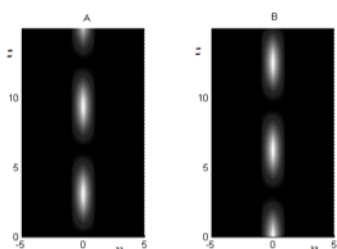


Рис. 3.
Пространственное распределение интенсивности света в первом и втором массивах решетки при $\alpha = 0,5, \kappa = 0$

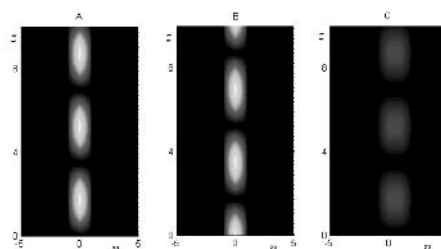


Рис. 4. Пространственное распределение интенсивности света в первом и втором массивах решетки при $\alpha = 0,9, \kappa = 0,01$

Если $\alpha \neq 0$ и $\kappa \neq 0$ пространственное распределение интенсивности света остается периодическим при этом возбуждаются оба массива. Максимум интенсивности сосредоточен в нулевых волноводах массива a_n и b_n , где наблюдается режим периодической перекачки, тогда как в волноводах c_n возбуждается c_0 и c_{-1} волновод (рис. 4). Такая локализация на достаточно большом расстоянии вдоль массива возможна, при условии сильной связи $\frac{4\kappa^2}{\alpha^2} \ll 1$, в этом случае излучение распространяется без поперечной диффузии.

Изучено пространственное распределение интенсивности излучения, распространяющегося в фотонной решетке. Найдено условие локализации излучения в массиве, распространяющегося без поперечной дифракции вдоль массива, при некоторых значениях констант связи массива наблюдается полная периодическая перекачка излучения между массивами, которая существенно зависит от значений параметров системы, что позволяет управлять величиной интенсивности перекачиваемого излучения, распространяющегося в волноводах массивов. Полученные результаты полностью согласуются с результатами эксперимента [6] и могут найти применение при создании оптических приборов квантовой электроники для управления распространяющимся светом.

1. L. Morales-Inostroza, R.A. Vicencio, *Phys. Rev. A.*, **94**, 043831 (2016).
2. D. Guzmán-Silva D, *New J. Phys.*, **16**, 063061 (2014).
3. R.A. Vicencio, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 245503 (2015).
4. S. Mukherjee, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 245504 (2015).
5. S. Xia, et al., *Opt. Lett.*, **41**, 1435 (2016).
6. B. Real, et al., *Sci Rep.*, **7**, 15085 (2017).

ДИСПЕРСИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ЦЕПОЧКЕ МИКРОПОР

Паладян Ю.А., Румянцев В.В., Федоров С.А.

ГУ «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»,
Донецк, Украина

Выполнено численное моделирование спектра электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных микрорезонаторов, как содержащих квантовые точки, так и без них. В рамках приближения виртуального кристалла изучены особенности дисперсии электромагнитных возбуждений такой системы, вызванные как вариацией расстояний между резонаторами, так и вариацией квантовых точек по составу.

В настоящее время интенсивно развивается фотоника несовершенных структур. В частности, работы авторов посвящены изучению оптической активности фотонных кристаллов неидеальных сверхрешеток [1], исследованию дисперсии экситоноподобных электромагнитных возбуждений в решетке связанных микрорезонаторов с дефектами [2, 3].

В данной работе, исходя из представлений о фотонных решетках [2, 3], авторы рассмотрели топологически упорядоченную систему пор – туннельно связанных микрорезонаторов. Выполнено численное моделирование спектра электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных микрорезонаторов, как содержащих квантовые точки, так и без них. В рамках приближения виртуального кристалла исследованы особенности дисперсии электромагнитных возбуждений такой системы, вызванные как вариацией расстояний между резонаторами, так и вариацией квантовых точек по составу, изучено влияние однородной упругой деформации на изменение спектра поляритонных возбуждений в решетке микропор, содержащей квантовые точки, и экситоноподобных возбуждений в системе микропор без квантовых точек.

Электромагнитные возбуждения в неидеальной 1D решетке микропор

Для конкретизации задачи рассмотрим одномерную (1D) решетку микропор в однородной и изотропной среде, находящуюся в условиях сжатия/растяжения, направленных вдоль оси этой цепочки.

Для таких деформаций постоянная $d(\varepsilon)$ 1D решетки имеет вид:

$$d(\varepsilon) = (1 + \varepsilon)d_0, \quad (1)$$

где d_0 – постоянная решетки недеформированной структуры, ε – соответствующая компонента тензора $\hat{\varepsilon}$.

Остановимся на исследовании двухподрешеточной 1D системе микропор-резонаторов. Положение в решетке микрорезонаторов определяет равенство: $r_{n\alpha}(\varepsilon) = r_n(\varepsilon) + r_\alpha(\varepsilon)$. Спектр экситоноподобных возбуждений $\Omega(k, \varepsilon)$ примет следующий вид:

$$\left\| \begin{array}{cc} \hbar\Omega(k, \varepsilon) - \hbar\omega_1^{ph} & A_{12}(k, \varepsilon) \\ A_{21}(k, \varepsilon) & \hbar\Omega(k, \varepsilon) - \hbar\omega_2^{ph}(\varepsilon) \end{array} \right\| = 0. \quad (2)$$

Величины $A_{\alpha\beta}(k, \varepsilon)$ в (2) – фурье-образы матрицы $A_{n\alpha m\beta}(\varepsilon)$ резонансного взаимодействия: $A_{\alpha\beta}(k, \varepsilon) = \sum_m A_{n\alpha m\beta}(\varepsilon) \exp\{ik[r_{n\alpha}(\varepsilon) - r_{m\beta}(\varepsilon)]\}$.

Соотношение (1) показывает, что закон дисперсии $\Omega(k, \varepsilon)$ элементарных электромагнитных возбуждений в искомой деформированной системе микропор определяется как частотными характеристиками решетки резонаторов, так и явным видом величины $A(k, \varepsilon)$, а также характером деформации (например, одноосным растяжением, $\varepsilon > 0$, или сжатием $\varepsilon < 0$).

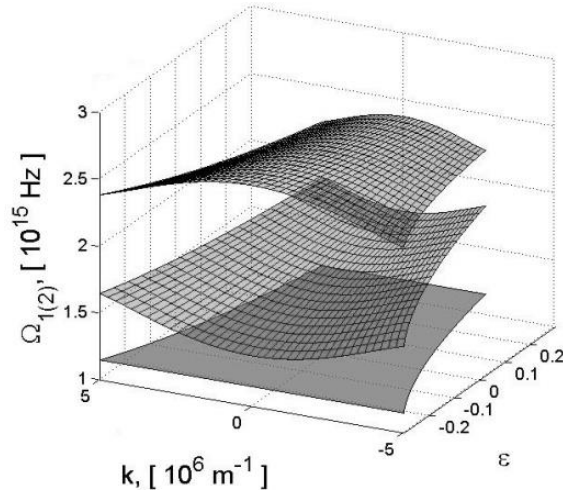


Рис. 1. Зависимость $\Omega_{1(2)}(k, \varepsilon)$ деформированной 1D решетки

Численный расчет соответствующих величин, определяющих особенности спектра электромагнитных возбуждений, вызванные упругой деформацией данной 1D структуры микропор при одноосной деформации, проведен для одномерной трансляционно-инвариантной среды. Полагаем, что в рамках используемой модели значения частот резонансных фотонных мод решетки, $\omega_1^{ph} = 2\pi \times 31 \text{ THz}$ и $\omega_2^{ph} = 2\pi \times 33 \text{ THz}$ не зависят от параметра деформации ε .

При этом, $A_{12}(a)/2\hbar = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, $A_{12}(d-a)/2\hbar = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, $a = 1 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $d = 9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.

На рис.1 показана зависимость $\Omega_\nu(k, \varepsilon)$, где $\nu = 1; 2$, деформированной 1D решетки для различных значений ε . Затемненный участок в плоскости (k, ε) соответствует первой зоне Бриллюэна.

Поляритоны в неидеальной 1D решетке микропор в условиях упругой деформации

Рассмотрим одноподрешеточную цепочку одинаковых пор, содержащих случайным образом квантовые точки двух типов с концентрациями соответственно $C_C^{(1)}$ и $C_C^{(2)}$. Причем эти микропоры-резонаторы также случайным образом удалены на расстояниях между ближайшими соседями либо $a_1(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(1)}$, либо $a_2(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(2)}$. Расчет поляритонного спектра $\Omega(k, \varepsilon)$ для такой системы проведем, используя приближение виртуального кристалла [4, 5]. В результате получаем систему линейных однородных уравнений, условием разрешимости которой является равенство нулю детерминанта:

$$\begin{vmatrix} \hbar \langle \omega_n^{at}(\varepsilon) \rangle_C + \langle V(k, \varepsilon) \rangle_{C,T} - \hbar \Omega(k, \varepsilon) & \langle g_n(\varepsilon) \rangle_C \\ \langle g_n(\varepsilon) \rangle_C & \hbar \omega^{ph}(\varepsilon) - \langle A(k, \varepsilon) \rangle_T - \hbar \Omega(k, \varepsilon) \end{vmatrix} = 0 \quad (3)$$

Угловыми скобками в (3) обозначена процедура конфигурационного усреднения массива микропор по всевозможным вариациям положений микропор (“Т”) и состава квантовых точек (“С”), $d(\{C_T\}, \varepsilon)$ – период «виртуальной» одномерной решетки резонаторов, полученный в результате усреднения: $d(\{C_T\}, \varepsilon) = C_T^{(1)} a_1(\varepsilon) + C_T^{(2)} a_2(\varepsilon)$.

Из (3) следует, что закон дисперсии $\Omega(k, \{C_C, C_T\}, \varepsilon)$ поляритонных возбуждений в искомой неидеальной системе определяется частотными характеристиками как резонаторной, так и атомарной подсистем, а также и явным видом выражений $A(k, \{C_T\}, \varepsilon)$ и $V^{v,\mu}(k, \{C_T\}, \varepsilon)$.

Численный расчет соответствующих величин выполнен для конкретных модельных значений частот резонансных фотонных мод, локализованных в резонаторах с собственной частотой $\omega^{ph} = 2\pi \times 387,5 \text{ THz} \approx 2434 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, их квантовые точки с частотами возбуждения $\omega_1^{at} = 2\pi \cdot 191 \text{ THz} \approx 1200 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$ и $\omega_2^{at} = 2\pi \cdot 202 \text{ THz} \approx 1269 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, значения параметров

$A(a_1), V^{vu}(a_1)$ считаем равными: $A/2\hbar = 8 \cdot 10^{13} \Gamma\mu$, $V^{11}/2\hbar = 1 \cdot 10^{13} \Gamma\mu$, $V^{22}/\hbar = 3 \cdot 10^{13} \Gamma\mu$, причем полагаем, что $V^{12} \approx V^{21} = 6 \cdot 10^{13} \Gamma\mu$, $g^{(1)}/\hbar = 5 \cdot 10^{12} \Gamma\mu$, $g^{(2)}/\hbar = 1.5 \cdot 10^{12} \Gamma\mu$, периоды решетки равны $a_1 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ и $a_2 = 7 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

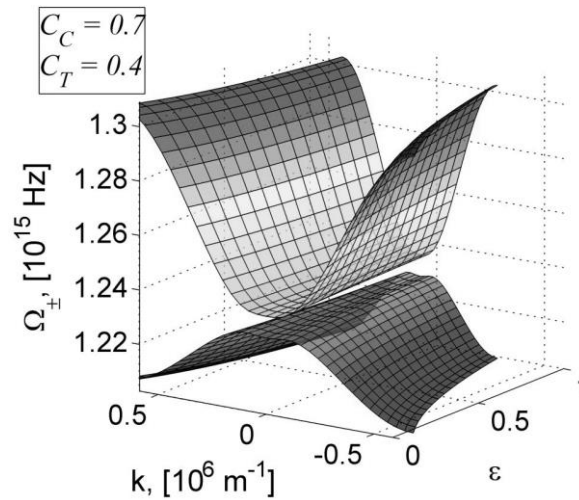


Рис. 2. Дисперсионная зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_C, C_T)$ исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке 1D микрорезонаторов

Поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_C, C_T)$ исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке микрорезонаторов, представлены на рис. 2.

При этом необходимо учитывать, что k изменяется в пределах:

$$-\frac{\pi}{a_2(\varepsilon) + C_T[a_1(\varepsilon) - a_2(\varepsilon)]} \leq k \leq +\frac{\pi}{a_2(\varepsilon) + C_T[a_1(\varepsilon) - a_2(\varepsilon)]},$$

величина C_T изменяется от 0 до 1.

Заключение. Выполненное в работе математическое моделирование зависимости параметров спектра элементарных возбуждений бинарной 1D неидеальной решетки связанных микропор, показывает, что в результате упругих деформаций исследуемой системы можно добиться необходимого изменения энергетической структуры электромагнитных возбуждений и, следовательно, оптических свойств исследуемой системы, обусловленных перестройкой электромагнитного спектра. Представленные результаты численного моделирования позволяют расширить возможности создания фотонных кристаллических систем (цепочек микропор), позволяющих контролировать распространение электромагнитных возбуждений в композитных структурах, находящихся под внешним воздействием.

1. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Proskurenko Peculiarities of Propagation of Electromagnetic Excitation through a Nonideal Gyrotropic Photonic Crystal. *Physica B*. – 2014. – V. 442. – P. 57-59.

2. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Sychanova, A.V. Kavokin Exciton-like electromagnetic excitations in non-ideal microcavity supercrystals. *Nature. Scientific Reports*. – 2014. – 4. – P. 6945.

3. В.В Румянцев, С.А. Федоров, К.В. Гуменник Поляритонные возбуждения в неидеальной цепочке микрорезонаторов с квантовыми точками. *ФТТ*. – 2017. – Т.59, №4. – С. 741-747.

4. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, D.A. Gurov, A.V. Kavokin, *Superlattices and Microstructures*, **120**, 642-649, (2018).

5. В.В. Румянцев С.А. Федоров, К.В. Гуменник Поляритонные возбуждения в неидеальной цепочке микрорезонаторов с квантовыми точками. *ФТТ*. – 2017. – Т.59, №4. – С. 741-747.

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЁННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛЕ УФ-ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ; МНОГОСТУПЕНЧАТАЯ ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ, ДИССОЦИАЦИЯ И ИОН-РАДИКАЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ПРИ ГОРЕНИИ В САМОСОГЛАСОВАННОМ ПОЛЕ ПЛАЗМЫ МНОГОАТОМНЫХ N-,O-,S-СОЕДИНЕНИЙ

Обухов А.Е.

ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны Российской Федерации»,
Москва, Россия

Методами атомно-молекулярной идентификации: рефракция, фурье-ИК, СКРС, ЯМР ^1H и ^{13}C , ЭПР, УФ-поглощение и люминесценция, а также квантовой химии ЛКАО-МО-ССП расширенное-КВ ЧПДП/С изучены оптические и спектральные свойства многоатомных N,O,S-соединений углеводородов и радикалов в основном и в электронных синглетных и триплетных (дублетных и квартетных) возбуждённых состояниях $S^*_i T_j D^*_n Q_m E I E x S t$ в самосогласованном поле рабочей плазмы.

Для решения химмотологических задач, направленных на увеличение эффективности применения многоатомных соединений в качестве: добавок, присадок и маркерующих агентов для топлив, горючих и смазочных масел и специальных жидкостей, применяемых в техники для Вооружённых сил Российской Федерации (ВС РФ), методами атомно-молекулярной идентификации: рефракции, фурье-ИК, СКРС, ЯМР ^1H и ^{13}C , ЭПР, УФ-поглощения и люминесценции [1], а также методами квантовой химии ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/С, изучены спектральные свойства и реакции спиновой рекомбинации в основном электронном состоянии (ОСС) и в условиях кинетики образования и дезактивации энергии электронно-колебательного возбуждения (ЭЭКВ) в полных спектрах электронных синглетных и триплетных (дублетных и квартетных для ион-радикалов) возбуждённых состояний ($S^*_i T_j D^*_n Q_m E I E x S t$) («элементарный акт») в самосогласованном электромагнитном поле неразрывной плазмы при УФ-лазерной накачке [2].

Для рядов многоатомных N-,O-,S-соединений углеводородов и по измеренным оптическим характеристикам: длинам волн УФ-поглощения и люминесценции, проявлению интенсивных сигналов ИК-поглощения и СКРС- рассеяния для активных групп квазиосцилляторов, квантовым выходам и временам жизни Фл и Фф в разных растворителях, определено соотношение констант скоростей (КС) излучательных переходов при флюоресценции (КСФл) и фосфоресценции (КСФф) из нижних $S^*_i T_1 E I E x S t$, а также при интеркомбинационной (КС ИКК) и внутренней конверсии (КС ВК) из высоких $S^*_i T_j (Q^*_m D_n) E I E x S t$ плазмы (многоступенчатая ионизация, диссоциация, фрагментация, ион-катион-радикальная рекомбинация и т.п.). Скачкообразное улучшение спектральных, флюоресцентных и генерационных свойств начиная с длин волн $\lambda^{osc} = 320-340$ нм и до видимой области спектра $\lambda^{osc} = 700-1000$ нм наблюдается преимущественно для фенил-, фурил-, тиенил и бисоксазолов, бисоксадиазолов и полифенилов, что позволило получить серии N-,O-,S-соединений с наилучшими характеристиками в УФ- и видимой областях спектра (Дай-лазеры, полупроводниковые ОЛЕД- и ОТЕТ-устройства, присадки и добавки и маркерующие агенты для топлив и ракетных горючих, медпрепараты и активаторы роста растений и т.п.) [1-4].

Для большинства соединений углеводородов наблюдается запрет по спине на фосфоресцентный $T_1 \rightarrow S_0$ переход, но для радикалов в магнитном поле нижний подрасщепляется $T_1(+,0,-) E I E x S t$ [1], что делает процесс дезактивации и рекомбинации радикалов существенно отличным от молекулярных форм.

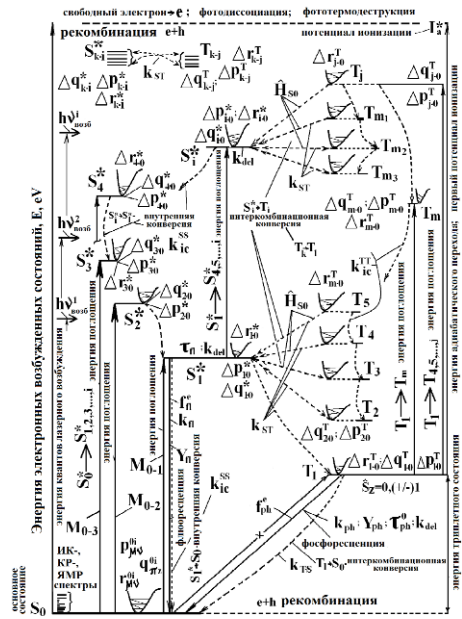


Рис. 1. Многоуровневая система излучательных (Фл и Фф) и безизлучательных при интеркомбинационной (ИКК) и электронно-колебательной внутренней (ВК) конверсий и многоступенчатых переходов в полном спектре синглетных и триплетных (S^*_i, T_j) электронно-возбужденных состояний $S^*_i T_j D^*_n Q_m EIEExSt$ ("элементарный акт") для многоатомных соединений (дублет D^*_i и кватрет Q^*_j для ионов), рассчитанная методами ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/С. M_{0i} и H_{S_0} - матричные моменты электрических дипольных переходов $S_0 \rightarrow S^*_1, \dots, i$, и при СОВ; Вертикальными стрелками показан механизм многоступенчатой ионизации с выбросом электрона - $e^-(\Delta E_{кол})$ [1]

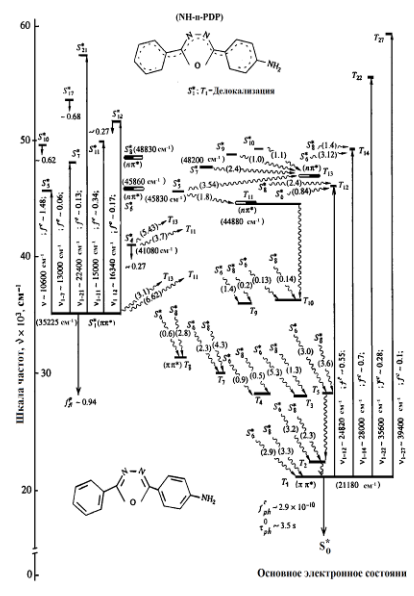


Рис. 2. Полные схемы энергетических состояний $S^*_i T_j ЭВС$: для пара-амино-2,5-фенил-1,3,4-оксадиазол (*n-NH₂-PDP*) и (б) 2,5-фенил-1,3-оксазол (*POP*). Стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов излучательных переходов при Фл - $S_1^* \rightarrow S_0$ и при Фф - $T_1 \rightarrow S_0$, наведённое накачкой поглощение - $S_1^* \rightarrow S^*_2, \dots, i$ и $T_1 \rightarrow T_2, \dots, j$ до акта испускания фотона. Стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов 0-0-переходов ($S_1^* \rightarrow S_0$ и $T_1 \rightarrow S_0$), формирующих тонкоструктурные электронно-колебательные полосы Фл и Фф и в спектрах наведенных накачкой $S^*_1 \rightarrow S^*_2, \dots, i$ и $T_1 \rightarrow T_2, \dots, j$ поглощения [4]

При УФ или ИК монохроматической накачке за время жизни нижнего $T_j EIEExSt$ ($\tau_{фф} = 1-10$ с) не только достигается потенциал ионизации (I^*), а также, вследствие появления дополнительного ЭКВ-импульса электрона: $e^-(\Delta E_{кол} + \Delta E_{кин})$ и за время 10^{-13} с образуется индуцированное поле плазмы, растёт температура до $T > (4000 - 7000)^\circ K$ и ускоряются реакции циклические реакции диспропорционирования (рис. 1, рис. 2), а также резко нарастают волны давления и появляется кинетическая энергия продуктов реакции при горении (взрыве) по схеме многофотонного процесса:

$$S_0 \rightarrow h\nu_{возб,1} \rightarrow S_i^* \llapprox T_f^\alpha \approx T_1 \rightarrow h\nu_{возб,2} \rightarrow T_j \approx I^* \approx D_0^+ + e^-(\Delta E^*_{кол}), \quad (1)$$

где $h\nu_{возб,1}$ и $h\nu_{возб,2}$ - кванты возбуждения, D_0^+ - дублетное ОСС катиона, $\Delta e^-(\Delta E^*_{кол})$ - электронно-колебательная энергия электрона, захватываемого матрицей или дыркой, $S_i^* \llapprox T_f^\alpha$ - СОВ в системах промежуточных $S^*_i T_j EIEExSt$, $T_f^\alpha \approx T_1$ - переходы при механизме ВК, I^* - первый адиабатический потенциал ионизации.

Парамагнетизм углеводородов обнаруживается по расщеплению линий мультиплета в измеренных ЭПР-спектрах, например, для антиокислительной присадки ионол (2,6-дитрет-бутил-4-метилфенол) g-фактор = 2,0063 Гс [1], что говорит о накоплении в среде радикалов $\cdot OH$, активизации процессов переноса (миграции) массы и заряда в объем раствора и активации окислительных реакций [1, 4].

Механизм вторичной ионизации (I^{**}) когерентным фронтом из возбуждённых вторичных электронов в поле неразрывной обобщённой $S^*_i;T_j(Q^*_mD_n)EIExSt$ плазмы ион-катион-радикалов, приводит к появлению спектра хемилуминесценции радикалов (рис. 3, рис. 4);: гидроксила, формила и формальдегида, $\cdot\text{OH}$, $\text{-CHO}\cdot$, $\text{-}_2\text{H=C-O}\cdot$ [2].

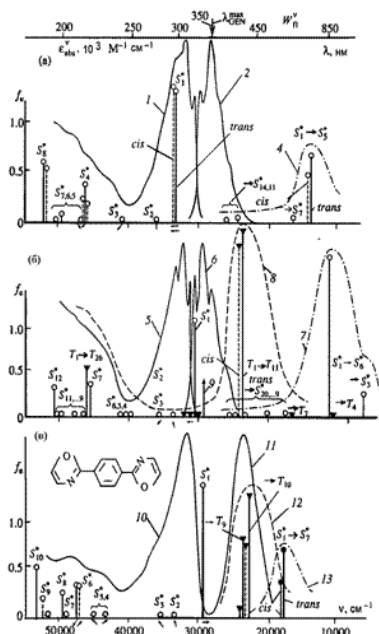


Рис. 3. Спектры УФ поглощения (ε_{abs}^V , 1, 5, 10), Фл (2, 6, 11) и наведенной синглетной $S_1^* \rightarrow S_1^*$ - (4, 7, 13) и триплетной реабсорбции $T_1 \rightarrow T_j$ (8, 12) для лучшего УФ-Дай-лазера 1,4-фенилен-2,2-бисоксазол (*OPO*) в растворах: (а) этанол (1, 2), (б) 1,1,2,2'-трихлорэтанол (5, 6) и (с) смесь этанол+ H_2SO_4 (10, 11); (14, 15, 16) - 0-0 переход (ППП/С и ЧПДП/С); (3, 9) - спектры ГОИ [3]

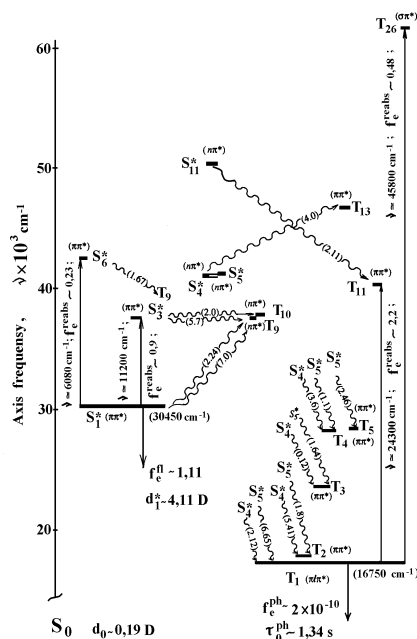


Рис.4. Полные спектры $S_i;T_j$ ЭВС *OPO* для эквивалентных групп квазиосцилляторов в которых наблюдается квазирезонанс при изменении нормальных координат эквивалентных групп квазиосцилляторов и пространственная когерентность в самосогласованном внутримолекулярном поле, а также с полем накачки и генерации оптического излучения [4]

Рассмотрен процесс генерации радикалов в углеводородах в среде (матрицы) при дезактивации ЭЭКВ в системах $S^*_i;T_j(Q^*_mD_n)EIExSt$ и передачи её на центры эмиссии с помощью механизмов: 1) Фёрстера, в котором при кулоновском поле перенос энергии осуществляется на синглетный уровень акцептора при $r = 30 - 100$ нм (диполь-дипольное взаимодействие между донором (D) и акцептором (A)); 2) при рекомбинационных процессах электрон-дырка ($e+h$): а) донор энергии (D^*) и акцептор (A) не образуют комплекса в $EIExSt$ и высвечивается квант мономолекулярной эмиссии (D^*), но комплекс распадается на молекулы $\rightarrow D + A$ в OCC ; 3) донор и акцептор образуют комплекс в $EIExSt$ (D^*A^*) и высвечивается квант электролюминесценции (комплекс $\rightarrow D + A$); 4) донор и акцептор образуют комплекс в $EIExSt$ (D^*A), а затем высвечивается квант электролюминесценции (комплекс $\rightarrow D + A$); 5) Декстера: синглет-синглетный и триплет-триплетный процесс: ${}^3D^* + {}^1A \rightarrow {}^1D + {}^3A^*$ [5].

1. А.Е. Обухов, *Опт. и спектр.*, **124**, № 5, 662 – 668, (2018).
2. А.Е.Обухов, *Сборник трудов XI Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2019»*. Санкт-Петербург. 21-25 октября 2019 / Под ред. проф. С.А. Козлова. - СПб: Университет ИТМО, 271 – 273, (2019).
3. А.Е.Obukhov, *Laser Physics*, **7**, № 5, 1102 – 1131, (1997).
4. А.Е.Obukhov, **9**, №. 3, 723 – 735, (1999).
5. А.Е. Обухов, *Сборник трудов VIII Всероссийской научной конференции с международным участием «Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред» им. И.Ф. Образцова и Ю.Г. Яновского*. – М.: 18-19 декабря 2018 / ИПРИМ РАН, 196 – 205 (2018).

О ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ И ЕЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ЛИНЕЙНОЙ ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ ДВУМЕРНОЙ СРЕДЕ

Галинский М.К.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Украина

Приведены результаты решения системы уравнений, связывающих распределение амплитуд, фаз и групповой скорости в двумерной среде в случае радиально сходящейся волны. Показано, что вблизи центра групповая скорость имеет минимум, что можно рассматривать как свидетельство локализации фотонов.

Управление групповой скоростью лазерных пучков является актуальным для информационных технологий (в том числе передачи сигналов), теории относительности, теории поля и т.д. [1, 2, 3]. В нынешних работах по управлению групповой скоростью лазерного пучка в однородной линейной изотропной среде акцент делается на частных случаях пучков, таких как пучки Бесселя [1, 2] и Лагерра-Гаусса [3]. При этом используют параксиальное приближение.

Целью данной работы является – изучение возможности локализации фотонов в линейной однородной изотропной двумерной среде при использовании радиальной волны исходя из решения волнового уравнения и без применения каких-либо дополнительных приближений.

Как было показано в работе [4] в линейной однородной и изотропной среде распределения амплитуд, фаз и групповой скорости связаны системой уравнений:

$$\begin{cases} \Delta \vec{A} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(1 - \frac{\vec{V}^2}{c^2}\right) \vec{A} = 0 \\ \vec{A} \operatorname{div}(\vec{V}) + 2(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} = 0, \\ \vec{\nabla} \varphi + \frac{\omega}{c^2} \vec{V} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

где \vec{A} , φ и \vec{V} – распределения амплитуд, фаз и групповых скоростей соответственно. Получена эта система уравнений серией преобразований, примененных к волновому уравнению

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

применением поиска решения в виде

$$\vec{E} = \vec{A}(\vec{r}) \exp[i(\omega t + \varphi)]. \quad (3)$$

Для исследований двумерного фотонного газа используют слоистые структуры, где некоторый тонкий слой ограничен двумя брэгговскими зеркалами [5]. Пусть ось OZ перпендикулярная слоям. Тогда, применение граничных условий, соответствующих брэгговским зеркалам, приводит к преобразованию волнового уравнения к виду:

$$\Delta E_0 + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - a^2\right) E_0 = 0, \quad (4)$$

где $E = E_0 \exp(i\omega t)$ – вид решения для волнового уравнения (2), $a = a(z)$ – параметр, связанный со структурой зеркал [6]. Здесь опущены обозначение вектора для функции E_0 так как рассматривается проекция вектора комплексной амплитуды на некоторую ось. Поскольку нас интересует распространение фотонов в плоскости XOY, параметр a будет представлять для нас некоторую константу. Тогда, применяя те же самые рассуждения, что и в работе [4], получим систему уравнений для линейной, однородной изотропной двумерной среды

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta A + \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left(1 - \frac{\vec{V}^2}{c^2} \right) - a^2 \right] A = 0 \\ A \operatorname{div}(\vec{V}) + 2\vec{V} \cdot \vec{\nabla} A = 0 \\ \vec{\nabla} \varphi + \frac{\omega}{c^2} \vec{V} = 0 \end{array} \right. . \quad (5)$$

Рассмотрим радиальную стоячую волну. Тогда функция E_0 примет вид функции Бесселя нулевого порядка первого рода. Необходимо выделить функции распределений амплитуды A и фазы φ . Функцию распределения амплитуды A получим приближенно, методом интерполяции полиномом (рис. 1). При этом введем безразмерную координату

$$\tilde{r} = r \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - a^2} = \sqrt{(x^2 + y^2) \left(\frac{\omega^2}{c^2} - a^2 \right)}. \quad (6)$$

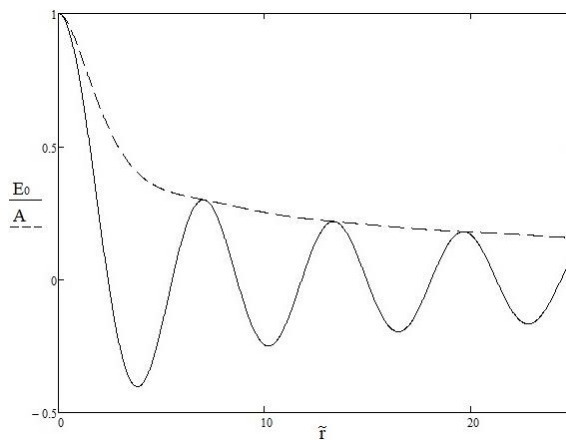


Рис. 1. Поле сходящейся волны в двумерном слое (сплошная линия) и распределение амплитуд этой волны (штрихованная линия); \tilde{r} – безразмерная координата

Зная функцию распределения амплитуд от координаты $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и применяя систему уравнений (5), получаем соответствующую зависимость групповой скорости от координаты r (рис. 2). Как видно, групповая скорость радиально сходящейся волны имеет минимум в центре и при удалении от центра стремится к скорости плоской волны в данной двумерной среде.

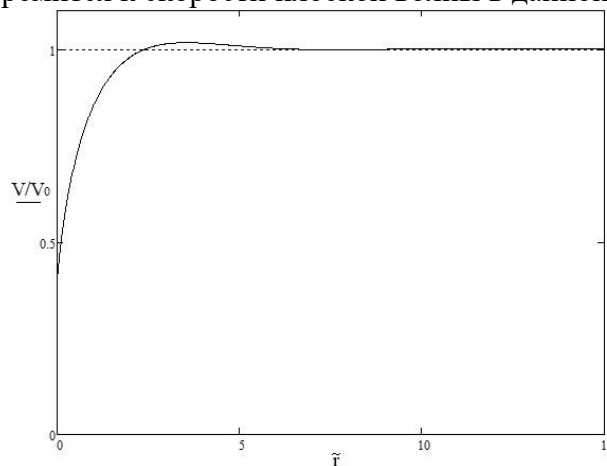


Рис. 2. Радиальное распределение групповой скорости в радиально сходящейся волне; V_0 – скорость распространения плоской волны в этой среде

Наличие минимума групповой скорости в центре радиально сходящейся волны можно рассматривать как свидетельство наличия в этой области локализации фотонов. Время жизни

такой локализации можно оценить как удвоенную разность времени прохождения этой области плоской и радиально сходящейся волнами

$$\tau = 2 \int_0^{\infty} \frac{dr}{(V_0 - V(r))}. \quad (7)$$

При использовании параметров $\lambda = 640 \cdot 10^{-9}$ м, $a = \frac{k_0}{2} = \frac{\pi}{\lambda}$ м⁻¹, время жизни локализации оказалось приблизительно равным $\tau = 0.5$ фс. Несмотря на малость времени жизни локализации, не равенство нулю этого времени дает основание вести поиск других конфигураций волн, для получения более долгоживущих локализаций.

1. D. Giovannini, J. Romero, V. Potoček, G. Ferenczi, F. Speirits, S.M. Barnett, D. Faccio, M.J. Padgett, *Science*, **347**, 857–860, (2015).
2. I. Alexeev, K.Y. Kim, H.M. Milchberg, *Phys. Rev. Let.*, **88**, 073901-073905, (2002).
3. N.D. Vareza, N. Hermosa, *Scientific Reports*, **6**, 26842–26847, (2016).
4. М.К. Галинский, В.В. Румянцев, *Проблемы искусственного интеллекта*, **10**, №3, 14-22, (2018).
5. Y. Xue, I. Chestnov, E. Sedov, S. Schumacher, X. Ma, A. Kavokin [Электронный ресурс] Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/1907.00383>. (Дата обращения: 25.05.2020).
6. М.Д. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков, Теория волн, Москва: НАУКА, 384 с. (1979).

**СВЯЗЬ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ С ЧАСТОТОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОСТИ**

Азаматов З.Т., Акбарова Н.А., Кулагин И.А., Собиров Б.Р.*

Национальный университет Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

*Государственное предприятие «Учебно-экспериментальный центр высоких технологий», Ташкент, Узбекистан

Проведен анализ квазирезонансного изменения размеров наночастиц металлов, синтезируемых в процессе лазерной абляции в жидкости. Показана реализация обратной связи размерных и оптических параметров наночастиц.

Оптические и нелинейно-оптические свойства наночастиц существенным образом зависят от их размеров и формы. В частности, варьируя эти параметры металлической наночастицы, можно добиться существенного повышения эффективности работы солнечных батарей за счет поглощения разных частей солнечного спектра разными наночастицами и их использования в качестве сенсibilizаторов. В процессе лазерной абляции твердотельных мишеней в жидкости образовавшиеся наночастицы вследствие конвективного движения могут вновь вернуться в лазерный пучок, и при большом поглощении существенно изменится тепловой режим процесса. Также в первом приближении давление паров жидкости, которое должно приводить к дефрагментации частиц, близко к давлению ее насыщенных паров при температуре мишени. Эти факторы должны оказывать основное влияние на распределение частиц по размерам.

В рамках развитой модели лазерной абляции полагалось, что этот процесс разделяется на два этапа. На первом этапе формирования испаренного материала в кластеры полагается, что размер образующихся частиц практически не зависит от длительности импульса лазерного излучения и определяется теплопроводностью материала и плотностью энергии излучения. На втором этапе в процессе взаимодействия образованных частиц с лазерным излучением частицы разрушаются на мелкие фрагменты в результате их плавления и развития гидродинамических неустойчивостей на границе раздела расплав – пары жидкости. В рамках данной модели было получено, что минимальный радиус формируемой наночастицы r можно определить из решения трансцендентного уравнения. Коэффициенты данного уравнения определяются молекулярной массой, плотностью материала мишени, коэффициентом поверхностного натяжения, температуры плавления материала, плотностью энергии, длиной волны и интенсивностью излучения.

На рис. 1 и рис. 2 приведены гистограмма относительной концентрации наночастиц от их радиуса при абляции золотой мишени в воде и использовании гауссового профиля распределения интенсивности излучения неодимового лазера и его второй гармоники. В расчетах полагалась плотность энергии лазерного излучения равной 10 Дж/см^2 . Из рис. 1 видно, что данная зависимость близка к гауссовой с пологим фронтом в области больших размеров частиц. Наибольшая концентрация наночастиц золота приходилась на их размер 11,3 нм. Отметим, что размер наночастиц зависит от pH растворителя. Данная зависимость наиболее сильна в области малых значений pH жидкости, и ее влияние в данных расчетах не учитывалось. На рис. 2 представлена гистограмма относительной концентрации наночастиц при лазерной абляции мишени золота в воде на длине волны излучения 532 нм. Данная длина волны лазерного излучения близка к длине волны плазмонного резонанса наночастиц золота. Таким образом, коэффициент поглощения в данной области существенно повышается.

Очевидно, что коэффициент поглощения также определяется уширением спектральной линии. В расчетах полагалось, что форм-фактор линии поглощения имеет лоренцевский вид. Из анализа рис. 2 следует, что в этом случае наибольшее количество наночастиц имеет размеры 6,9 нм. Таким образом, тенденции уменьшения размеров наночастиц при приближении частоты греющего лазерного излучения к частоте плазмонного резонанса, полученные при проведении

расчетов, соответствуют наблюдаемому в экспериментах изменению размеров наночастиц на длине волны 532 нм. Однако, в расчетах изменение размеров наночастиц при использовании излучения на длине волны 1064 и 532 нм было несколько меньше.

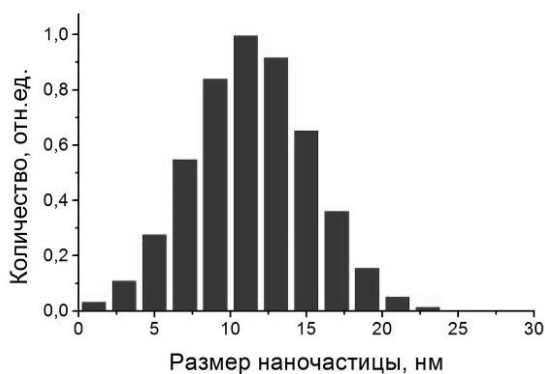


Рис. 1. Распределение наночастиц при облучении излучением с длиной волны 1064 нм

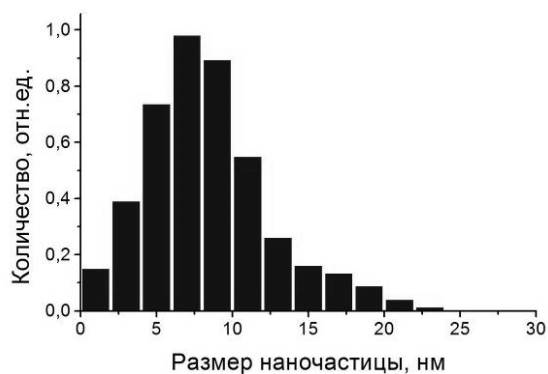


Рис. 2. Распределение наночастиц при облучении излучением с длиной волны 532 нм

Последнее может быть обусловлено более сильным изменением коэффициента резонансного поглощения. В области плазмонного резонанса изменение коэффициента поглощения существенно, и, соответственно, небольшое изменение длины волны может приводить к существенному изменению температуры наночастиц и окружающего пара в процессе лазерной абляции и их дальнейшей фрагментации. Также одним из факторов объясняющих некоторое количественное рассогласование между экспериментом и расчетом, является существенная нестационарность процесса при использовании лазерного излучения пикосекундной длительности. В этом случае возникает высокий градиент температуры по времени (более 10^{14} К/с), что снижает общий коэффициент температуропроводности. Это снижение также повышает температуру наночастицы и окружающего пара. Снижение температуропроводности также еще больше усиливает неравномерность флуктуаций пара, что приводит к неравномерной фрагментации наночастиц.

Отметим, что сечение поглощения образующихся капель меньше, чем исходной наночастицы, и при достаточно малых размерах наночастицы дальнейшая фрагментация приостанавливается для данной мощности лазерного излучения, т.е. система лазерное излучение – наночастицы стабилизируется вследствие этой отрицательной обратной связи. Вместе с тем в системе существует и положительная обратная связь, обусловленная уменьшением температуры плавления наночастиц с уменьшением их размеров в данном случае примерно в 2 раза. Как правило, с уменьшением размеров металлических наночастиц длина волны плазмонного резонанса и, соответственно, связанный с ним пик поглощения уменьшается с уменьшением размеров наночастиц. Однако, это справедливо для частиц с размерами более десятка нанометров. Для наночастиц с меньшими размерами эта зависимость перестает выполняться. Отметим также, что положение пика плазмонного резонанса наночастиц близкое к частоте лазерного излучения свидетельствует о наличии отрицательной обратной связи при облучении золотой мишени в жидкости.

Таким образом, в данной работе рассмотрена модель лазерной абляции в жидкости на основе развития гидродинамической неустойчивости. Получено качественное согласие между экспериментальными и расчетными данными при абляции наночастиц металлов. Обсуждены факторы, которые могут вызывать некоторое количественное рассогласование.

ТЕМНОВОЙ ТОК И АДМИТТАНС УНИПОЛЯРНЫХ БАРЬЕРНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ И РТУТИ

Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М.,

Дворецкий С.А.* , Михайлов Н.Н.* , Сидоров Г.Ю.* , Якушев М.В.*

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

*Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия

Изготовлены nVn -структуры на основе МЛЭ HgCdTe для детектирования в спектральном диапазоне 3–5 мкм. Представлены результаты исследований темнового тока и адмиттанса nVn -структур, а также адмиттанса тестовых МДП-приборов на основе nVn -структур. Установлены механизмы темновых токов при различных параметрах барьерных слоев.

Полупроводниковый твердый раствор теллурида кадмия и ртути (HgCdTe) является перспективным материалом для разработки фотоприемных устройств третьего поколения [1]. Зависимость ширины запрещенной зоны HgCdTe от компонентного состава позволяет создавать высокочувствительные собственные детекторы для действия в различных инфракрасных областях. Особое значение при наземном детектировании имеют приборы, действующие в спектральных диапазонах окон прозрачности атмосферы 3 – 5 (MWIR) и 8 – 12 (LWIR) мкм. В настоящее время очень популярны матрицы фотодиодов на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для формирования электронно-дырочного перехода в МЛЭ HgCdTe обычно используется ионная имплантация (например, As⁺) с последующими термообработками, необходимыми для активации введенной примеси и отжига радиационных дефектов. Ионная имплантация является дефектообразующей процедурой, которая приводит к снижению качества материала. Исключение из технологического цикла создания детекторов на основе МЛЭ HgCdTe ионной имплантации и сопутствующих отжигов предоставляет ряд преимуществ, использование которых позволило бы снизить стоимость созданных приборов. Новые возможности для решения этой проблемы предоставляет практическая реализация концепции униполярных барьерных детекторов (например, в nVn -конфигурации) [2]. Такие nVn -детекторы используют эпитаксиальную структуру, которая содержит широкозонный барьерный слой V , а также поглощающий и контактный слои n -типа проводимости, расположенные с двух сторон барьерного слоя. Фотогенерация электронно-дырочных пар происходит в поглощающем слое, причем при подаче обратного смещения барьерный слой блокирует протекание тока основных носителей заряда (электронов), а полный ток определяется протеканием неосновных носителей заряда (дырок). Использование для детектирования nVn -структур позволяет подавить некоторые компоненты темнового тока (например, поверхностной утечки или генерации Шокли-Рида-Холла), что позволяет повысить рабочую температуру детекторов при ограничении пороговых характеристик шумами, связанными с этими компонентами темнового тока. Наибольшие достижения в области практической реализации униполярных барьерных детекторов достигнуты для материалов группы III-V (например, [3]), что отчасти связано с возможностями исключить потенциальный барьер для дырок, а также значительной ролью генерации Шокли-Рида-Холла в таких приборах. Для создания эффективных nVn -детекторов на основе МЛЭ HgCdTe необходимо разработать способ уменьшения барьера в валентной зоне, а также обеспечить качественную пассивацию боковых стенок меза структуры [4]. Можно отметить, что рабочая температура качественных фотодиодов на основе МЛЭ HgCdTe определяется фундаментальными Оже процессами, поэтому использование для детектирования nVn -структур не приведет к повышению рабочей температуры. Вместе с тем, технологические плюсы от исключения процедуры формирования p -слоев при создании детекторов на основе

МЛЭ HgCdTe весьма значительны, что обеспечивает перспективность исследований возможности практической реализации nVn -детекторов на основе такого материала.

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований темновых токов и адмиттанса MWIR nVn -структур на основе МЛЭ HgCdTe с различными параметрами барьерных слоев, а также тестовых МДП-приборов на основе таких nVn -структур. Приборные nVn -структуры для исследований были изготовлены на основе пленок $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенных в ИФП СО РАН методом МЛЭ на подложках из GaAs (013). При эпитаксиальном выращивании в пленки вводилась донорная примесь индия. Рабочая область nVn -структур содержала поглощающий, барьерный и контактный слой. Для изготовленных nVn -структур № 1–3 состав в барьерном слое изменялся от 0,67 до 0,84, а толщина барьерного слоя – от 120 до 300 нм. Содержание CdTe в поглощающем слое составляло в диапазоне от 0,29 до 0,36, что обеспечивало возможность использования nVn -структур для детектирования в MWIR диапазоне. На одной пластине формировался массив nVn -структур с различными диаметрами (от 20 до 500 мкм). Для физического разделения различных элементов массива проводилось влажное травление пленок HgCdTe до поглощающего слоя. Для минимизации последовательного сопротивления поглощающего слоя обратный электрод формировался в виде контактной рамки, расположенной по периметру пластины. Для пассивации фронтальной и боковых поверхностей меза структур при помощи метода плазменного атомно-слоевого нанесения (PE ALD) формировались пленки Al_2O_3 . Фронтальные электроды и контактная рамка (обратный электрод) создавались путем низкотемпературного напыления индия. При изготовлении тестовых МДП-приборов области под фронтальными электродами не подвергались травлению, а фронтальные электроды наносились сверху диэлектрических слоев PE ALD Al_2O_3 толщиной около 90 нм. Измерения темновых токов и адмиттанса проводились при помощи автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на базе измерителя иммитанса Agilent E4980A и криостата Janis. Ранее были описаны первые результаты измерений темновых токов [5] и адмиттанса [6] изготовленных nVn -структур, а также МДП-приборов (в меза конфигурации) на основе nVn -структур [7].

Установлено, что для MWIR nVn -структур на основе МЛЭ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами в барьерном слое, равными 0,67 (образец 1) и 0,75 (образец 2), вольт-амперные характеристики (ВАХ) почти симметричны при прямых и обратных смещениях. ВАХ для этих структур очень слабо зависят от температуры в диапазоне от 10 до 300 К. Для nVn -структур с более широкозонным барьером ($x=0,84$, образец 3) токи при обратных смещениях сильно зависят от температуры в диапазоне от 180 до 300 К. Из зависимостей плотностей темнового тока от отношения периметра меза структур к их площади определены значения объемной и поверхностной компонент темнового тока. Показано, что для структур с меньшими составами в барьере (образцы 1 и 2) доминирует компонента поверхностной утечки, а для структуры с более широкозонным барьером (образец 3) темновой ток определяется объемной компонентой. Энергия активации темнового тока для образца 3 оказалась близка к энергии ширины запрещенной зоны поглощающего слоя для этой структуры. Хорошее совпадение температурной зависимости плотности тока с результатами расчета согласно эмпирической модели Rule07 [8] (рис. 1) свидетельствует о диффузионном ограничении темнового тока в образце 3. По значениям темнового тока в диапазоне температур от 180 до 300 К изготовленная структура 3 превосходит ранее описанные аналоги на основе МЛЭ HgCdTe [4] и не уступает современным барьерным детекторам на основе материалов III-V [5].

Исследования адмиттанса nVn -структур на основе МЛЭ HgCdTe показали, что концентрация донорной примеси слабо зависит от координаты в поглощающем слое и практически совпадает с концентрацией введенной при выращивании примеси индия. Установлено, что при высоких температурах и низких частотах на полевых зависимостях емкости и приведенной проводимости проявляются максимумы, связанные с перезарядкой поверхностных состояний на гетерогранице между барьерным и поглощающим слоями [6].

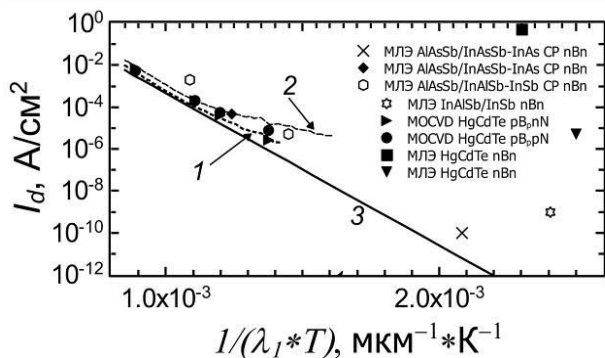


Рис. 1. Температурные зависимости плотности темнового тока для nBn -структуры с барьерным слоем $Hg_{0.16}Cd_{0.84}Te$, измеренные при напряжениях -1 (кр. 1) и -1.5 В (кр. 2), а также результаты расчета согласно модели Rule07 [8] (кр. 3) и экспериментальные данные для известных аналогов [5]

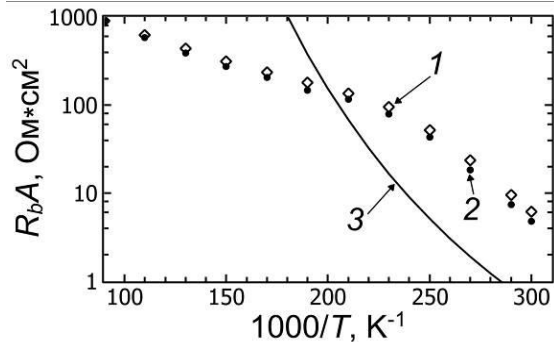


Рис. 2. Температурные зависимости произведения дифференциального сопротивления барьерного слоя на площадь для nBn -структуры с барьерным слоем $Hg_{0.33}Cd_{0.67}Te$, измеренные при напряжениях -2 (кр. 1) и -5 В (кр. 2), а также результаты расчета согласно Rule07 (кр. 3)

Показано, что измерения адмиттанса тестовых МДП-приборов на основе nBn -структур легко использовать для определения значений дифференциального сопротивления барьерного слоя (R_b) [7]. Важно, что адмиттанс МДП-приборов не зависит от тока поверхностной утечки, поскольку максимальная ширина области пространственного заряда (около $0,135$ мкм) намного меньше расстояния от краев фронтального электрода до боковых стенок меза структуры (10 мкм). Для образца 1 с составом в барьере, равном $0,67$, значения R_bA превышают значения аналогичного параметра согласно модели Rule07 в широком диапазоне температур (рис. 2). Темновые токи для этого образца ограничены поверхностной утечкой, что не позволяет исследовать объемную компоненту тока, например, путем измерений ВАХ при разных температурах. Следующей задачей является оптимизация режимов пассивации боковых стенок меза структур при относительно узкозонных барьерных слоях ($x=0,67 - 0,75$).

Исследования проведены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда в рамках проекта № 19-12-00135.

1. A. Rogalski, J. Antoszewski, L. Faraone, *J. Appl. Phys.*, **105**, 091101, (2009).
2. S. Maimon, G.W. Wicks, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 151109, (2006).
3. D.Z. Ting, A. Soibel, A. Khoshakhlagh, S.B. Rafol, S.A. Keo, L. Höglund, A.M. Fisher, E.M. Luong, S.D. Gunapala, *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 021101, (2018).
4. A.M. Itsuno, J.D. Phillips, S. Velicu, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, No.16, 161102, (2012).
5. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesselov, S.M. Dzyadukh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov, M.V. Yakushev, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **53**, 055107, (2019).
6. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesselov, S.M. Dzyadukh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov, M.V. Yakushev, *Mater. Res. Expr.*, **6**, 116411, (2019).
7. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesselov, S.M. Dzyadukh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov, M.V. Yakushev, *Semicond. Sci. Technol.*, **35**, 055026, (2020).
8. W.E. Tennant, D. Lee, M. Zandian, E. Piquette, M. Carmody, *J. Electron. Mater.*, **37**, 1406-1410, (2008).

ИМПЕДАНС МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕТОДИОДОВ

Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Копылова Т.Н.,
Дегтяренко К.М.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

Исследованы частотные, температурные и полевые зависимости импеданса многослойных органических система с эмиссионным слоем (2-N,2-N,8-N-тетракис(4-метоксифенил)-(добензотиофен-5,5-диоксид)-2,8-диамин), перспективных для применения в светоизлучающих приборах. Проведен анализ графиков Коула-Коула и частотных зависимостей импеданса при различных смещениях. Выбрана эквивалентная схема многослойной системы, найдены значения элементов схемы в широком диапазоне условий.

В последние годы возрос интерес к изучению процессов в многослойных системах на основе органических полупроводников, что связано с перспективами использования таких систем при создании ряда приборов оптоэлектроники (например, органических светодиодов – OLED). Существенно, что такие приборы будут иметь новые функциональные возможности и могут быть реализованы при использовании относительно недорогой технологии. Для полной реализации потенциальных достоинств органических приборов необходимы детальные исследования свойств многослойных систем на основе органических полупроводников, что требует развития методик характеризации таких систем. Новую информацию об электрофизических свойствах многослойных систем может предоставить исследование адмиттанса (или импеданса) приборных OLED-структур в широком диапазоне условий. Можно отметить, что метод импеданса часто используется при изучении процессов в структурах на основе неорганических полупроводников, но при исследованиях свойств органических и органо-неорганических систем этот метод используется не так широко [1–3]. В докладе приведены результаты экспериментальных исследований импеданса многослойных органических систем с термоактивированной замедленной флуоресценцией, которые перспективны для создания новых типов эффективных светоизлучающих приборов.

Для исследований были изготовлены многослойные органические системы с перспективным для создания OLED с эмиссионным слоем, в котором реализуется термоактивированная замедленная флуоресценция (ТЗФ). OLED-структуры представляли собой многослойные системы ITO/PEDOT:PSS (30 нм)/ α -NPD (20 нм)/ТЗФ-слой (50 нм)/BCP (15 нм)/LiF (1 нм)/Al. На профилированный ITO посредством центрифугирования и последующей сушки наносился полимер PEDOT:PSS, который выполнял роль слоя инжектирующего дырки. Слой из α -NPD служил для транспорта дырок. Излучательный (эмиссионный) слой создавался из материала с ТЗФ – (2-N,2-N,8-N-тетракис(4-метоксифенил)-(добензотиофен-5,5-диоксид)-2,8-диамин) [4]. Материал для эмиссионного слоя имел условное название Як-203. Для транспорта электронов использовался материал BCP – 2,9 -диметил(4,7-дифенил)-1,10 фенантролин. Многослойная органическая система создавалась при помощи термовакуумного напыления. В качестве катода использовались слои LiF и Al [5]. Слой алюминия имел толщину 100 нм и создавался с использованием вольфрамового испарителя. Схема расположения слоев в изготовленной OLED-структуре изображена на рис. 1. После изготовления многослойной органической системы проводилось капсулирование ячеек стеклянной крышкой. Топология изготовленного образца показана на рис. 2. Измерения вольт-амперных характеристик и импеданса OLED-структур проводились при помощи автоматизированной установки для спектроскопии адмиттанса гетероструктур, в состав которой входили измеритель иммитанса Agilent E4980A, неоптический криостат Janis, контроллер температуры Lake Shore. Действительная и мнимая части импеданса измерялись в диапазоне температур от 10 до 300 К при частотах от 100 Гц до 2 МГц.



Рис. 1. Схематическое изображение расположения слоев в OLED- структуре

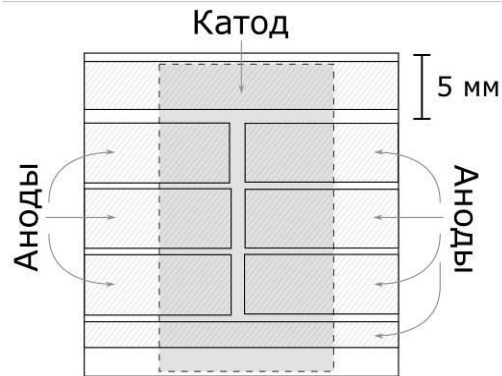


Рис. 2. Топология изготовленного образца

Проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) OLED-структур при различных температурах. Сравнение ВАХ и зависимостей яркости OLED-приборов от напряжения показали, что значительное увеличение яркости происходит при прямых напряжениях (превышающих 3 В). При этих смещениях также происходит резкое увеличение прямого тока через OLED-структуру. Исследованы зависимости модуля и фазы импеданса OLED-структуры при разных температурах. Включение многослойной органической системы сопровождается изменением модуля и фазы импеданса, что согласуется с результатами ранее проведенных исследований импеданса подобных OLED-систем. Для измеренных вольт-фарадных характеристик не наблюдается увеличения емкости при подаче прямого смещения, а уменьшение емкости происходит при напряжениях, соответствующих включению светоизлучающей структуры. Это свидетельствует о том, что изготовленные OLED-структуры являются приборами, действующими на носителях заряда обоих типов (электронах и дырках). В таких OLED-структурах со слоем Як-203 одновременно происходит инжекция в эмиссионный слой носителей заряда обоих типов и отсутствует область напряжения, в которой доминируют носители заряда одного типа.

Для исследованных структур со слоем Як-203 построены графики Коула-Коула при различных температурах и напряжениях смещения (рис. 3). Показано, что при больших прямых смещениях импеданс многослойной органической структуры определяется одним релаксационным процессом, поскольку графики Коула-Коула при этих условиях близки к правильной полуокружности. Это подтверждено тем, что при построении графиков Коула-Коула в логарифмических координатах экспериментальные данные можно аппроксимировать прямой с угловым коэффициентом, равным 0,513 (для правильной полуокружности угловой коэффициент равен 0,5). В этом случае для исследованной структуры можно использовать эквивалентную схему, которая состоит из параллельной цепочки R_p - C_p и последовательного сопротивления R_s .

При малых смещениях наблюдается более сложный вид графиков Коула-Коула, что свидетельствует о том, что импеданс при этих условиях определяется несколькими релаксационными процессами. При больших прямых смещениях графики Коула-Коула в диапазоне температур от 180 до 300 К сходны с правильной полуокружностью, радиус которой возрастает при охлаждении. Это свидетельствует об увеличении сопротивления R_p при снижении температуры. Из зависимости сопротивления R_p от напряжения, построенной в логарифмических координатах, следует, что при прямых смещениях через OLED-структуру протекает ток, ограниченный пространственным зарядом [6].

При различных условиях измерены частотные зависимости действительной и мнимой частей импеданса структуры (рис. 4). Экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными расчета при использовании эквивалентной схемы, состоящей из четырех последовательно соединенных CR цепочек (вставка рис. 4).

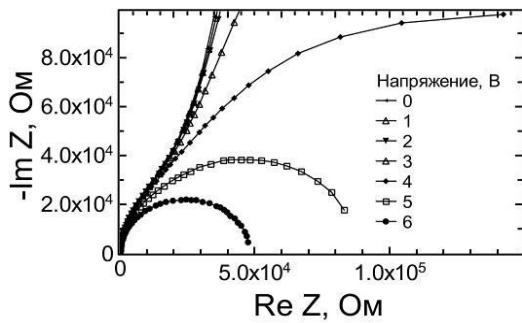


Рис. 3. Графики Коула-Коула для OLED-структуры, измеренные при температуре 300 К и различных смещениях

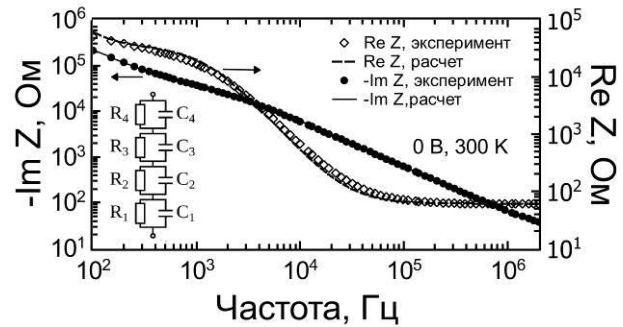


Рис. 4. Частотные зависимости действительной и мнимой частей импеданса структуры при нулевом напряжении. На вставке – эквивалентная схема OLED-структуры

Различные элементы эквивалентной схемы связаны с различными областями OLED-структуры, причем эти области различаются не материалами, а электрическими свойствами. В состав схемы входят элементы, характеризующие обедненные области и катода и анода, нейтральную область, а также свойства контакта. Найдены зависимости значений CR-элементов эквивалентной схемы от напряжения смещения и от температуры. Показано, что при увеличении прямого напряжения смещения на структуре сопротивления RC-цепочек уменьшаются, а соответствующие емкости могут уменьшаться или увеличиваться. Определены зависимости толщин соответствующих слоев от напряжения, причем суммарная толщина всех областей хорошо соответствует толщине всей органической многослойной системы. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными теоретической работы [7]. Для более полной электрической диагностики многослойных органических структур со слоем Як-203 исследованного типа необходимо проводить измерения импеданса при более высоких температурах и более низких частотах. Показано, что анализ частотных зависимостей импеданса многослойных органических систем очень информативен при изучении электронных процессов. Обсуждены возможности определения подвижности носителей заряда в OLED-структурах по частотным зависимостям импеданса [1].

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 18–43–700005.

1. D.C. Tripathi, A.K. Tripathi, Y.N. Mohapatra, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, No.3, 14, (2011).
2. H. Hirwa, S. Pittner, V. Wagner, *Org. Electron.*, **24**, 303–314, (2015).
3. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesselov, V.A. Novikov, S.M. Dzyadukh, T.N. Kopylova, I.V. Ivonin, K.M. Degtyarenko, E.V. Tereshchenko, *Thin Solid Films*, **692**, 137622, (2019).
4. R.M. Gadirov, R.R. Valiev, L.G. Samsonova, K.M. Degtyarenko, N.V. Izmailova, A.V. Odod, S.S. Krasnikova, I.K. Yakushchenko, T.N. Kopylova, *Chem. Phys. Lett.*, **717**, 53-58, (2019).
5. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesselov, S.M. Dzyadukh, T.N. Kopylova, K.M. Degtyarenko, A.P. Kokhanenko, *Russ. Phys. J.*, **62**, 306-313, (2019).
6. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesselov, S.M. Dzyadukh, T.N. Kopylova, K.M. Degtyarenko, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **217**, 1900847, (2020).
7. N.D. Nguyen, M. Schmeits, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **203**, 1901-1914, (2006).

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОКЕРАМИКИ С ДОБАВКАМИ ХРОМА: *IN SITU* ИЗМЕРЕНИЯ

Кульпина Е.В., Бабкина А.Н., Зырянова К.С.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена изучению влияния температуры на спектральные и люминесцентные свойства стеклокерамики, легированной хромом. Получены спектры люминесценции для образцов с различными концентрациями сурьмы, играющей роль восстановителя. Рассмотрена возможность использования исследуемых материалов в качестве датчиков температуры.

Одной из перспективных областей оптического материаловедения является разработка стеклокерамик – материалов, в которых одна или несколько кристаллических фаз распределены в аморфной матрице стекла. В отличие от спонтанной кристаллизации поверхности, которой стараются избегать при производстве стекла, стеклокерамика производится путем контролируемой кристаллизации матрицы, содержащей зародышеобразователи. Стеклокерамики всегда содержат остаточную стеклообразную фазу и одну или несколько кристаллических фаз, распределенных внутри нее. Кристаллическость колеблется от 0,5 до 99,5 процента, чаще всего от 30 до 70 процентов [1]. Такие материалы одновременно обладают преимуществами как кристаллов (высокий квантовый выход люминесценции, отсутствие неоднородного уширения спектральных линий), так и стекол (простота и скорость изготовления, меньшие затраты на оборудование и материалы).

В настоящее время активно изучаются кристаллические материалы, активированные ионами хрома. В нескольких работах [2, 3], исследовавших поглощение и люминесценцию, было показано, что Cr^{3+} в керамике демонстрирует исключительно высокую квантовую эффективность люминесценции по сравнению с таковой в стеклах того же состава. Это показывает важность прозрачной стеклокерамики, легированной Cr^{3+} , как потенциального нового материала для люминесцентных солнечных концентраторов и перестраиваемых лазеров [3].

Стеклокерамика, содержащая ионы переходных металлов, также представляет интерес в качестве материалов для люминесцентных датчиков температуры. Принцип действия этих оптических устройств основан на эффекте перераспределения энергии по возбужденным уровням под действием температуры [4]. Этот метод обеспечивает бесконтактное измерение температуры путем измерения температурной зависимости интенсивности люминесценции. По сравнению с обычными устройствами для контроля температуры, термометрическая система на основе люминесценции не влияет на температурное поле и является особенно выгодной при работе в электромагнитных и / или термически агрессивных средах, например, на электростанциях, вблизи линий электропередачи большой мощности, а также при дистанционном определении температуры горящих зданий [5]. В настоящей работе исследовано влияние температуры на люминесцентные свойства боратной стеклокерамики, легированной хромом.

В качестве объектов исследования были синтезированы стекла состава $12.5\text{K}_2\text{O}-12.5\text{Li}_2\text{O}-25\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{B}_2\text{O}_3$, содержащие 0,1 мол. % Cr_2O_3 . Для улучшения условий образования нанокристаллов были использованы соединения фтора. В качестве восстановителя использовался оксид сурьмы, концентрация которого варьировалась от 0,5 до 0,005 мол. %. Полученные образцы были подвергнуты термообработке при температуре 600°C для образования стабильной кристаллической фазы в объеме стекла.

Влияние температуры на люминесцентные свойства исследуемой керамики было измерено для нескольких составов, содержащих различное количество оксида сурьмы. Измерения проводились с использованием экспериментальной установки, состоящей из диодного лазера (длина волны 532 нм), печи, в которую помещался образец для нагрева, фокусирующей линзы и спектрометра, регистрирующего спектры люминесценции образца в режиме реального времени.

Образец нагревали до температуры 600°C с последующим охлаждением до комнатной температуры.

На рис. 1 представлены спектры люминесценции образца, содержащего 0,5 мол. % окиси сурьмы при изменении температуры от 30 до 600°C. Как мы можем видеть, интенсивность полос люминесценции Cr³⁺, расположенных в области 700 нм, быстро уменьшается с ростом температуры и становится незначительной при достижении 300°C. Кроме того, при высоких температурах наблюдается широкая полоса свечения в области 850-1150 нм. Ее появление можно объяснить окислением трехвалентного хрома в четырехвалентное состояние под воздействием температуры. На рис. 2 показана температурная зависимость интенсивности люминесценции при нагреве и охлаждении образца. Можно отметить, что в диапазоне температур 30-150°C интенсивность изменяется линейно, что является хорошим обоснованием для использования исследуемого материала в качестве датчика температуры.

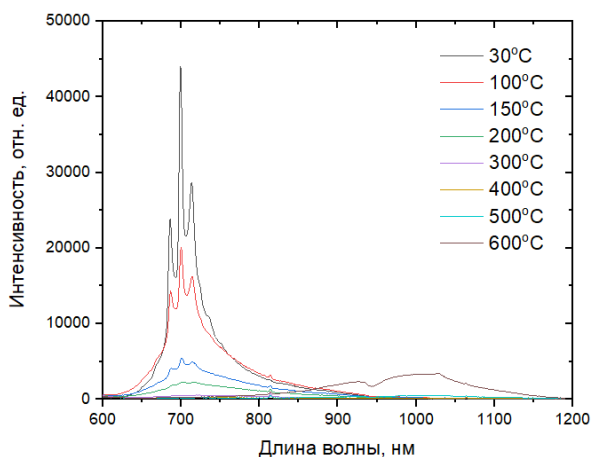


Рис. 1. Спектры люминесценции керамики, легированной хромом, при изменении температуры

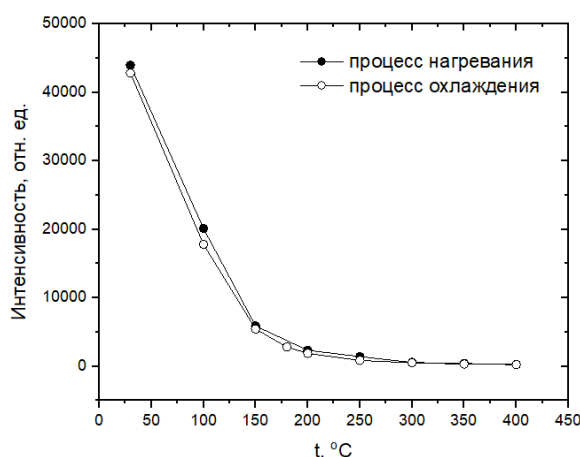


Рис. 2. Зависимость интенсивности люминесценции от температуры в процессе нагревания и охлаждения образца

В качестве заключения хочется отметить, что в ходе данного исследования была получена температурная зависимость интенсивности люминесценции Cr³⁺ для образцов боратной стеклокерамики с различными концентрациями оксида сурьмы. Было обнаружено, что интенсивность быстро уменьшается с ростом температуры, но высокая температура вызывает появление полосы люминесценции в другой спектральной области.

Эксперимент показал, что в интервале температур 30-150°C интенсивность люминесценции линейно уменьшается. Данный результат означает, что исследуемая стеклокерамика с хромом имеет большой потенциал для использования в качестве материала при конструировании люминесцентных датчиков температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (№ 19-72-10036).

1. E. Zanotto, *Am. Ceram. Soc. Bulletin*, **89**, 19-27, (2010).
2. R. Reisfeld, A. Kisilev, E. Greenberg, A. Buch, M. Ish-Shalom, *Chem. Phys. Lett.*, **104**, 153, (1984).
3. R. Reisfeld, A. Kisilev, A. Buch, M. Ish-Shalom, *J. of Non-Cryst. Sol.*, **91**, 333, (1987).
4. S. Collins, G. Baxter, S. Wade, T. Sun, K. Grattan, Z. Zhang, A. Palmer, *J. Appl. Phys.*, **84**, 4649, (1998).
5. W. Xua, X. Gaob, L. Zhengb, Z. Zhanga, W. Caoa, *Sensors and Actuators B: Chem.*, **173**, 250, (2012).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ КРАСИТЕЛЯМИ-СЕНСИБИЛИЗАТОРАМИ СОРБИРОВАННЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКОЙ МАТРИЦЕЙ – ПОЛИТИТАНАТОМ КАЛИЯ

Кругова Е.Ю., Мельников А.Г., Быков Д.А., Гороховский А.В.,
Мельников Г.В.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.» Саратов, Россия

В целях повышения эффективности преобразования света в настоящее время предлагаются все новые модификации исходной композиции, включая новые химические соединения в качестве матрицы – полупроводника, на который сорбируются молекулы красителя. Нами, для проведения исследования в качестве матричного-полупроводника светочувствительного слоя, выбран перспективный наноматериал - полититанат калия, имеющий более высокую удельную поверхность и адсорбционную способность к красителям по сравнению с TiO_2 .

В данной работе спектрально-люминесцентными методами изучено взаимодействие сенсibilизаторов кумарина-6, цианидин хлорида (цианидин), 2,3,7,8,12,13,17,18-октаэтил-21Н,23Н-порфина цинка (порфина) и эозина-У с частицами протонированного полититаната калия (ПТКП). Установлено, что анизотропия флуоресценции выбранных красителей при переходе от гомогенных растворителей к суспензии полититаната калия увеличивается. Это можно объяснить связыванием красителей с частицами ПТКП. По спектрам поглощения красителей для эозина-У поглощающего в области 475-560 нм, кумарина-6 440-570 нм, цианидина 475-650 нм, порфина 510-585 нм определены коэффициенты экстинкции в максимуме спектров поглощения красителей, связанных с ПТКП, значение которых составило для эозина-У $54000 \pm 5000 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$, кумарина-6 $25000 \pm 4500 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$, цианидина $52000 \pm 3100 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$, порфина $46000 \pm 5000 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$. Применение выбранных нами красителей позволит расширить спектральный диапазон использования солнечной энергии в фотогальванических ячейках.

Из полученных спектров поглощения и флуоресценции выбранных красителей в суспензии ПТКП, оценена энергия возбуждения (перехода молекулы из основного в возбуждённое состояние). Энергия возбуждения для эозина в суспензии ПТКП 2,31 эВ, кумарина 2,56 эВ, цианидина 2,035 эВ, порфина 2,083 эВ. Энергетический уровень возбуждённого состояния красителей выше края зоны проводимости ПТКП. Для выбранных красителей энергия возбуждения превышает значение энергии равной ширине запрещенной зоны, которая составляет для ПТКП 3,02 эВ [1]. Таким образом, выбранные красители в широком спектральном диапазоне могут являться сенсibilизаторами матрицы ПТКП.

1. Д.А. Зимняков, А.В. Гороховский, Е.В. Третьяченко, В.И. Кочубей, С.А. Ювченко, Д.С. Сина, Письма в Журнал технической физики, 40, № 10, 80–87, (2014).

POLYMER NANOCOMPOSITE MATERIALS AS PHOTO-ACTIVE LAYERS FOR SOLAR CELLS

Bkkar M., Olekhovich R.O., Uspenskaya M.V.*

*ITMO University, Saint Petersburg, Russia

We study the design of two types of photo-active polymer nanocomposite layers for solar cells. Main problems and advantages, related to their chemical and morphological structures, were presented. Hence, establishing principles of optimal performance of such composites.

Solar cells are considered to be an effective renewable energy source, contributing to save our planet. Actually, solar cells have been classified into different generations based on their photo-active layers. First, solar cells have been fabricated using crystalline silicon as a photo-absorber. They can give high power conversion, but they are expensive. Therefore, the research for cheaper alternatives to silicon solar cells is a hot topic in the energy field. After the discovery and development of conductive polymers, intensively, polymer nanocomposite materials with different structures have been applied, as different layers, in solar cells to enhance the overall performance. Importantly, polymer - organic material (fullerenes derivatives) (PNC) and polymer - inorganic material (perovskite) (PPNC) nanocomposites are utilized as photo-active layers in organic and perovskite solar cells, due to their stunning advantages. Both nanocomposite materials-based films are characterized by low cost, light weight, flexibility, easy processability and the ability to fabricate cells with a large area, but optoelectronic properties of PPNCs, including light absorption and EQE%, charge carrier diffusion and generation rates, surpass that of PNCs. In terms of long-term stability to environmental conditions, both PNCs and PPNCs suffer from low stability compared to crystalline silicon. However, PNCs still has higher stability than that of PPNCs. However, to understand these variations in the performance between both of them, we need to analyze previous nanocomposites from the chemical structure to the film morphology [1].

PNCs consist of two materials (donor and acceptor) at least. Polymers (p-type) are usually the electron-donating material in PNCs, that contain aromatic repeat units, such as a phenyl- or thiophene-based repeat units, to form a homopolymer. These monomers were functionalized with an alkyl or alkoxy side-chain to allow solution processability in common solvents, such as chloroform and chlorobenzene. Donor polymers are usually the photon-absorber, thus the ability of the donor to absorb an optimum amount of the UV-visible solar spectrum is necessary. Fullerenes derivatives are the dominant material (n-type) in PNCs. With the LUMO delocalized over the entire 3D conjugated cage, C₆₀ has ideal isotropic transport and π - π stacking ability. Actually, the chemical structure of components, including: specific donor or/and acceptor, repeated units and the dihedral angle between the units, side chains, the resonance in each unit, length of the backbone (the bond length alternation), controls chemical stability, energy bandgap, energy levels, conductivity, solubility, crystallinity of the resulted composite [2]. Furthermore, when both semiconductors, from two different natures, are mixed together, donor and acceptor phases (domains) and intermixed phase will form. A very fine dispersion of the acceptor in the donor material will lead to efficient charge generation but poor charge transport [3]. Hence, photo-physic processes are strongly affected by morphology and crystallinity of the previous mix. Actually, the small domain size may cause electrons and/or holes to be trapped in domains, and increasing the domain size will decrease the exciton ionization efficiency. However, the domain size should be in the range (10-12 nm), according to the diffusion length of the exciton. Unfortunately, the phase separation over time lead to the instability of the morphological structure of the previous composite, so, in addition to the oxidative stability of the organic semiconductors, the morphological stability of the active layer blends needs to be addressed to produce devices with long-term stability. Several procedures, to fine tune the nano-morphology of the donor-acceptor blend, were developed, such as: post-treatment exposure, solvents and solvent mixtures, processing additives, chemical design, planar heterostructures or graded junction solar cells [4].

As a result, optoelectronic properties and stability importantly depend on both chemical and morphological structures of PNC. Thus, for bringing PNCS closer to the radiative efficiency limits

(Shockley and Queisser limits), novel absorber materials with low band gaps and excellent performance will be required ($E_g \sim 1.2$ eV). This would bring organic semiconductors closer to their inorganic counterparts and would facilitate the generation of free charge carriers. When designing new high-performance donor polymer materials for solar cells, there are several crucial considerations, such as the absorption of light, molecular energy levels, charge carrier mobility, blend morphology and solubility, must all be taken into account. Also, the limitations of fullerenes, such as their poor absorption in the visible region of the solar spectrum, their long-term morphological instability and the high synthetic costs have led to development of a new class of organic semiconducting materials, known as non-fullerene acceptors [5].

In terms of PPNCs, the composite consists of perovskite material and polymer, the latter could be conductive (conjugated n-type or p-type polymer) or insulating one. Perovskites include all materials that have the same crystal structure as calcium titanate (CaTiO_3), and the chemical formula ABX_3 (A- organic monovalent cation MA, B- divalent metal ion Pb^{+2} , X- a halogen I). In PPNCs, the main component is perovskite, and its composition (cation, metal and halogen types) has a crucial effect on grains size and crystallinity, pinholes density, coverage, energy bandgap and absorption of the light, traps density of the material, thus the overall composite film. However, optoelectronic properties of organometal and non-organometal halide perovskite materials, such as a high absorption coefficient, super charge carrier mobility, small exciton binding energy (~ 0.05 eV), a long charge carrier diffusion length (~ 1 μm) and a low recombination rate, together with a tunable bandgap energy depending on perovskite constituents, are better than that of polymers. But, despite the unique properties of perovskites, they suffer from instability to environmental conditions, that results from the weakness and sensitivity of the material, fabrication defects, structural and ionic defects etc. [6]. Thus, adding polymers to perovskites to enhance their stability is a promising approach, which has been recently used to increase stability of perovskite layers. Where, the perovskite film is polycrystalline in nature, that consists of a large surface area and crystalline grain boundaries, and when a little amount of the polymer is added to the solution, to form perovskite-polymer nanocomposite -based film as active layer for the solar cell, the polymer will fill the grain boundaries of perovskite, leading to ionic structure-related defects passivation, lower structural defects, higher quality crystallinity of the resulted perovskite, as well as higher conductivity, mobility of charge carriers and uniform composite film. Actually, an influence of the polymer on the performance of the composite film is associated with the type of the used polymer, in addition to several conditions, related to requirements and directions of the chemical design of semiconductors [7]. However, several approaches have been used to enhance the morphology of perovskite and its composites, such as: annealing, solvent engineering, deposition methods.

Significantly, optoelectronic properties and stability of the polymer- perovskite composites are affected by the chemical structure of materials (perovskite and polymers) and morphology of the composite film. So, the researchers, in addition to developing novel polymers that meet the requirements of perovskites, hardly have worked on the composition engineering of the perovskite material using (new cations Cs^+ , K^+ , mixed cations MA^+ : FA^+ , mixed halogens I⁻: Cl^- : Br^- , mixed metals (Pb^{+2} : Sn^{+2}) to enhance properties of it [8].

Finally, although the poor optoelectronic properties of PNCs and the poor stability of PPNCs, both of them exhibit sufficient properties to use as active layers in solar cells. However, the chemical design of compatible new donor materials and non-fullerene acceptors, especially triple composites, is a promising way to achieve higher optoelectronic properties of PNCs. While the combined effect of the composition engineering of perovskites and more effective polymers with certain optimal conditions is a solution towards high stable-performance of PPNCs.

1. N. Marinova, S. Valero, J. L. Delgado, *Journal of Colloid and Interface Science*, **488**, 373–389 (2017).
2. P. Skabara, M. A. Malik, *The Royal Society of Chemistry*, (2018).
3. A. Eftekhari, *Wiley*, (2010).
4. J. Bisquert, *CRC Press*, (2018).
5. X. Wang, Z. M. Wang, *Springer*, (2014).
6. B. Li, L. Fu, S. Li, H. Li, L. Pan, L. Wang, B. Chang, L. Yin, *Journal of Materials Chemistry A*, **7**, 20494, (2019).
7. T-H. Han, J-W Lee, C. Choi, S. Tan, C. Lee, Y. Zhao, et. al., *Nature Communications*, **10**, 520, (2019).
8. B. Cao, L. Yang, S. Jiang, H. Lin, N. Wang, X. Li, *J. Mater. Chem. A*, **7**, 4960–4970, (2019).

PHOTOPOLYMER NANOCOMPOSITE WITH PRESCRIBED MORPHOLOGY OF NANOPARTICLES DISTRIBUTION BY HOLOGRAPHIC METHOD

Alkhalil G., Burunkova J.A.

ITMO University, St. Petersburg, Russia

This article presents a brief review of the holographic method as a mean to control the arrangement of the nanoparticle's distribution in a polymer matrix and some application of the materials obtained by this method.

Introduction

Incorporating nanoparticles into a polymer medium is used for two reasons, the first to enhance the performance of the polymer matrix itself, for example, it was found that dispersed nanosilica in epoxy resins highly enhances its thermal and mechanical properties [1]. The second, to provide a medium for the nanoparticles to keep them separated and utilize their unique electrical and optical properties. Uniformly dispersing ZnO nanoparticles in a transparent epoxy resin were used to realize highly efficient polymer light emitting diodes [2]. For both cases, it was shown that the uniform distribution of nanoparticles enhances physical, thermomechanical, and processing characteristics. However, controlling the morphology of the nanoparticle dispersion, rather than optimizing its random arrangements, sometimes results in an interesting optical, electrical, or thermal performance.

Holographic method to control the nanoparticles morphology

The holographic photopolymerization results in compositional distributions of the polymer and nanoparticles with prescribed morphology and it is based on the following processes. Interference of two or more coherent laser beams results in an interference pattern consists of periodic intensity distribution [3]. This pattern when applied to a homogeneous mixture of monomers and nanoparticles, it initiates polymerization process. In the higher intensity regions of the interference pattern the monomers are consumed in a faster polymerization rate, respectively, its chemical potential decreases, which causes a diffusion of monomers from less intensity regions (Fig. 1.).

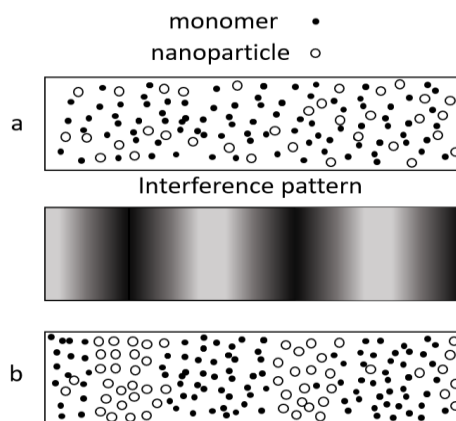


Fig. 1. This figure illustrates the process of holographic exposure in photopolymer nanocomposite on the distribution of monomers and nanoparticles. (a) before and (b) after holographic exposure

Applications

The holographic method of manipulating the arrangement of dispersed nanoparticles in polymer nanocomposites results in the formation of multidimensional periodic structures in a single step process. This has been shown to be a viable nanoparticle directing tool, forming periodic arrangements of colloids, gold nanoparticles, layered silicates, TiO₂, and ZnO₂ [4, 5]. So far, these photopolymer nanocomposites have found various applications such as diffractive optical elements, waveguide couplers, narrowband optical filters, optical interconnects, photonic crystals, and three-dimensional displays [6, 7]. Moreover, in the last several years, new applications have emerged based on this

method, mainly in photonic crystals, mirrorless lasing from dye-doped nanocomposite, and sensing applications.

1. Photonic Crystals (PhCs)

PhCs refers to periodic dielectric materials that are designed to form the energy band structure for photons in specific optical range, where light in special frequency band is allowed or forbidden in the photonic bandgap. Polymeric nanocomposites can combine the holography technique with electrically controlled switches, this showed many advantages over conventional PhCs, such as easy fabrication, fast response, and field-dependent switches. In [8] 3D photonic structures were recorded by interference of five light beams in nanocomposite containing silica nanoparticles (Fig. 2).

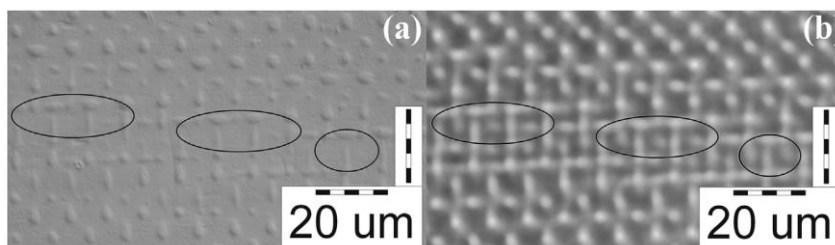


Fig. 2. Surface of the sample with 3D photonic structure: a) microscope photo in reflected light, b) photo in light transmission mode [8]

2. Mirrorless Lasing

The dye doped holographic grating of polymer dispersed nanoparticles itself can serve as both a gain medium and a resonant cavity, making it promising in electrically tunable lasers with low threshold. The single mode lasing properties of the dye doped holographic transmission grating of polymer dispersed nanoparticles was investigated and showed much improved properties, such as higher Q factor, narrower linewidth, and lower threshold [9].

3. Sensors based on polymer nanocomposite

Pressure sensors

The reflected wavelength of light diffracted from Bragg gratings is proportional to the fringe spacing of the gratings. Therefore, changing the fringe spacing changes the wavelength of the reflected light. Based on this concept, diffraction gratings of polymer nanocomposite can be applied to create a pressure sensor [10].

Chemical sensors

The porosity of the polymer film allows chemical gases to easily permeate into the pores, consequently the refractive index is changed and the corresponding reflective wavelength is shifted. This shift in wavelength can be measured easily due to the high contrast of the refractive index of the grating films. Thus, the holographic porous polymer gratings can act as colorimetric vapor sensors [11].

Using optical sensors for chemical or pressure sensing have big advantages, they are safer, faster, and easier to implement compared to electrical sensors [11]. The polymer nanocomposite reflective gratings show themselves potentially useful in sensing applications, although the stability of these materials is still problematic.

Almost, all the aforementioned applications utilize the uniaxial or in-plane biaxial arrangement of the nanoparticle. However, multidimensional control of the morphology should be possible with multibeam holography, for instance trigonal and orthogonal lattices with parallel rods, or three-dimensional cubic structures. These more complex structures are of great interest for technologies utilizing photonic crystals, and photonic band gap materials, such as switchable or tunable optical devices. Initial efforts along these lines are beginning to be reported [12].

Conclusion

The holographic technique has created and will continue to create new applications for polymer nanocomposite. Although impressive performance of this have been demonstrated to date, our understanding of process of the structure formation in these systems are arguably still in its infancy, and more researches should be done to the property-morphology correlations. This will give us the

ability to engineer and optimize the properties of an optical element and provides an enormous freedom in the design and implementation of optical systems.

1. C. Chen, R.S. Justice, D.W. Schaefer, J.W. Baur, "Highly dispersed nanosilica–epoxy resins with enhanced mechanical properties," *Polymer (Guildf)*, vol. **49**, no. 17, pp. 3805–3815, (2008).
2. Y. Yang, Y.Q. Li, S.Y. Fu, H.M. Xiao, "Transparent and light-emitting epoxy nanocomposites containing ZnO quantum dots as encapsulating materials for solid state lighting," *J. Phys. Chem. C*, vol. **112**, no. 28, pp. 10553–10558, (2008).
3. O.V Sakhno, L.M. Goldenberg, J. Stumpe, T.N. Smirnova, "Effective volume holographic structures based on organic–inorganic photopolymer nanocomposites," *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, vol. **11**, no. 2, p. 024013, (2009).
4. N. Suzuki, Y. Tomita, T. Kojima, "Holographic recording in TiO₂ nanoparticle-dispersed methacrylate photopolymer films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **81**, no. 22, pp. 4121–4123, (2002).
5. R.A. Vaia, J.F. Maguire, "Polymer Nanocomposites with Prescribed Morphology: Going beyond Nanoparticle-Filled Polymers," *Chemistry of Materials*, vol. **19**, no. 11, pp. 2736-2751, (2007).
6. L. Hesselink, S.S. Orlov, M.C. Bashaw, "Holographic data storage systems," *Proceedings of the IEEE*, vol. **92**, no. 8, pp. 1231–1280, (2004).
7. J.W. An, D.D. Do, N. Kim, K.Y. Lee, "Expansion of channel number in optical demultiplexer using cascaded photopolymer volume gratings," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. **18**, no. 6, pp. 788–790, (2006).
8. J. Burunkova, D. Zhuk, V. Kaliabin, S. Molnar, S. Kokenyesi, "Peculiarities of holographic microfabrication of photonic structures in functional polymer nanocomposites," *Opt. Mater. (Amst)*, vol. **88**, pp. 516–521, (2019).
9. Y.J. Liu, X.W. Sun, "Holographic polymer-dispersed liquid crystals: materials, formation, and applications," *OptoElectronics*, vol. **278**, pp. 1–52, (2008).
10. D.R. Cairns, C.C. Bowley, S. Danworaphong, et al., "Optical strain characteristics of holographically formed polymerdispersed liquid crystal films," *Applied Physics Letters*, vol. **77**, no. 17, pp. 2677–2679, (2000).
11. M.H. Keefe, J.L. O'Donnell, R.C. Bailey, S.T. Nguyen, J.T. Hupp, "Permeable, microporous polymeric membrane materials constructed from discrete molecular squares," *Advanced Materials*, vol. **15**, no. 22, pp. 1936–1939, (2003).
12. F. Castles, F.V. Day, S.M. Morris, D-H. Ko, D.J. Gardiner, M.M. Qasim, S. Nosheen, P.J.W. Hands, S.S. Choi, R.H. Friend, H.J. Coles, "Blue-phase templated fabrication of three-dimensional nanostructures for photonic applications," *Nat. Mater.*, vol. **11**, no. 7, pp. 599–603, (2012).

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВУХДИАПАЗОННЫЙ МАТРИЧНЫЙ ФОТОПРИЕМНИК $Cd_xHg_{1-x}Te$ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ LOGOS

Сахаров М.В., Среди́н В.Г., Ко́нради Д.С., Запо́нов А.Э., Кузнецов И.В.

Военная академия Ракетных войск стратегического назначения
им. Петра Великого, Балашиха Московской области, Россия

Проблема формирования и эволюции температурных полей в объеме двухдиапазонного $Cd_xHg_{1-x}Te$ матричного фотоприемника при воздействии лазерного излучения решалась путем построения имитационной модели, разработанной в пакете программ инженерного анализа и суперкомпьютерного моделирования ЛОГОС. Приводится описание модели и результаты вычислительных экспериментов, полученных с её использованием.

Работа посвящена имитационному моделированию развития тепловых полей под действием интенсивного лазерного излучения в матричных фотоприемниках (МФП) ИК диапазона на основе твердого раствора $Cd_xHg_{1-x}Te$. Указанная проблема рассматривалась путем решения уравнения теплопроводности с учетом температурных зависимостей основных оптических и теплофизических характеристик материалов, дополненных начальными и граничными условиями, позволяющими прогнозировать объемные и поверхностные эффекты нагрева многослойной структуры в [1-3]. Детальный учет особенностей конструкции МФП существенно усложняет расчет, который возможен только численными методами в конечно-разностной форме с использованием обеспечивающих требуемую точность детализацией сеток, что приводит к существенным временным затратам при получении результатов расчетов.

В настоящей работе моделирование проводилось в программном комплексе инженерного анализа и суперкомпьютерного моделирования ЛОГОС разработки ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» [4], обеспечивающем решение широкого круга задач аэро-, гидро-, газодинамики и теплопроводности с ускорением по времени в 10^4 раз. ЛОГОС представляет собой единую интегрированную среду, объединяющую препроцессор, решатель и постпроцессор. Модуль расчета теплопроводности Логос-Тепло в составе пакета – кросс-платформенное приложение, осуществляющее решение задач путем численного интегрирования уравнения сохранения энергии в неподвижных телах с необходимыми замыкающими соотношениями. Теплообмен излучением твердотельных элементов конструкции с внешней средой моделируется в приближении диффузного излучения серых тел в оптически прозрачной среде с использованием закона Стефана-Больцмана на основе метода коэффициентов видимости. Распределение температуры внутри однородного слоя среды определяется уравнением сохранением энергии в виде:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} = \text{div}(\chi \cdot \text{grad} T) + \rho Q$$

ρ – плотность вещества, $E = C_V \cdot T$ – удельная внутренняя энергия, χ – коэффициент теплопроводности, T – температура, Q – удельное энерговыделение единицы объёма. Начальные и граничные условия определяются конкретными особенностями задачи.

В качестве объекта исследований выбран двухдиапазонный $Cd_xHg_{1-x}Te$ МФП размерностью 256×256 элементов размером 25×25 мкм каждый с шагом 10 мкм. Фоточувствительные элементы представляют собой фотодиодные структуры сформированные на подложке из GaAs толщиной 350 мкм при толщине фоточувствительной области из $Cd_xHg_{1-x}Te$ 20 мкм, состоящей из двух слоев – верхнего с составом $x=0,28$ (поглощающего излучение среднего ИК диапазона) и нижнего - с $x=0,21$ (для дальнего ИК диапазона). Контакты фоточувствительных элементов с мультиплексором представляли собой индиевые столбы с поперечным размером 15 мкм и высотой 8 мкм. МФП освещается через подложку.

В качестве граничных условий приняты: теплоизолированные стенки для боковых поверхностей чувствительных элементов; излучающая в окружающую среду верхняя (облучаемая) поверхность подложки; отдающая в мультиплексор тепло конвективным тепловым потоком нижняя поверхность In столба со специально подобранным значением коэффициента теплоотдачи, обеспечивающим охлаждение МФП от 300К до 80К за 5 минут. Последнее граничное условие моделирует работу холодильника Стирлинга со стандартными характеристиками. В качестве начальных условий принято равномерное распределение температуры в МФП $T = 80$ К.

На рисунке показан результат расчета температурного поля, возникающего в области фоточувствительного материала при освещении одного чувствительного элемента площадью $1.255 \cdot 10^{-5}$ см², находящегося в центре описанной выше матрицы, единичным лазерным импульсом формы «строб» с длиной волны 10,6 мкм длительностью 200 мкс и энергией 1 мДж в предположении равномерного распределения излучения по сечению пучка. Для наглядности использовалась нелинейная шкала интенсивности.

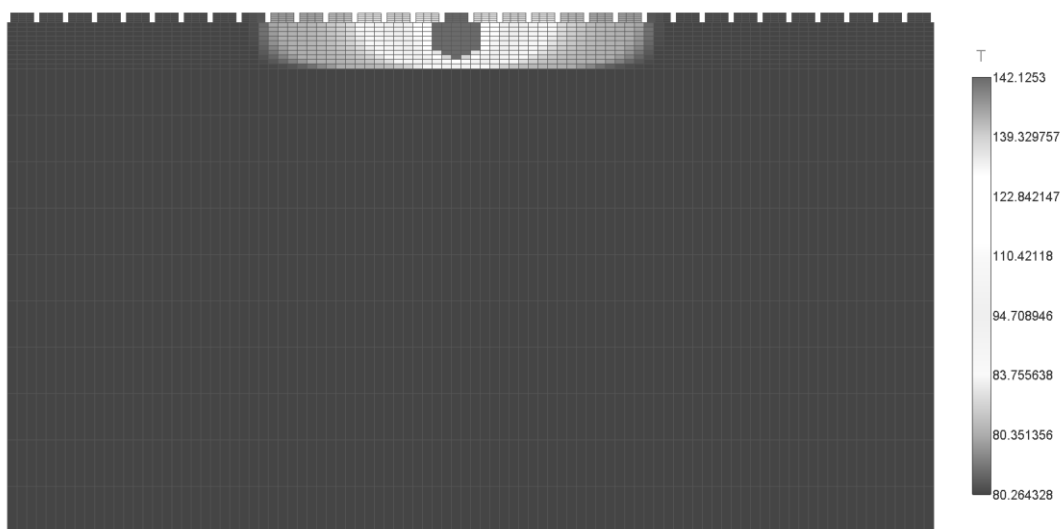


Рисунок. Расчетное распределение температурного поля в фоточувствительном слое МФП после воздействия лазерного импульса с длиной волны 10.6мкм. «Гребенка» в верхней части рисунка - профиль контактных индиевых столбов

Были проведены модельные расчеты температурных полей, возникающих в МФП на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ при облучении лазерными импульсами с различными значениями длины волны, плотности мощности излучения и длительности импульса, позволивший сформировать банк термограмм, аналогичных показанным на Рис., анализ которых позволил выявить ряд закономерностей. В частности, с ростом длительности импульса возрастает размер области растекания тепла в поперечном направлении, на размеры которой начинает существенно влиять величина коэффициента теплоотдачи через In столбы. При длительности импульса плотностью мощностью $0,4$ МВт/см² порядка 2-3 с, засвечивающего только один центральный фотодиод МФП, температура всего фоточувствительного слоя матрицы превышает 180 К.

1. В.Г. Средин, М.В. Сахаров, *Прикладная физика*, № 2, 5-11 (2011).
2. М.В. Сахаров, В.Г. Средин, И.И. Астраускас, Ю.В. Васильева, *Изв.ВУЗов. Физика*. **56**, №9-2, 98-101 (2013).
3. М.М. Jevtic, M. Scepanovic, *J. Appl. Phys.* **A53**, №2, 332 -339 (1991).
- 4.[Электронный ресурс] Режим доступа: <http://logos.vniief.ru> (Дата обращения: 12.06.2020).

ПРОПУСКАНИЕ ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ И НЕОДИМОМ КРИСТАЛЛОВ ZnSe В ВИДИМОМ, ИНФРАКРАСНОМ И ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНАХ

Набилкова А.О., Опарин Е.Н., Исмагилов А.О., Чегнов В.П. *, Жукова М.О., Цыпкин А.Н.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Научно-исследовательский институт материаловедения, Москва, Россия

Представлено пропускание поликристаллов селенида цинка, модифицированных легированием железа и неодима с различной глубиной диффузии и концентрацией примесей (ионы Fe^{2+} с концентрацией в диапазоне 0,05-0,45 мас.% и ионы Nd^{2+} с концентрацией в диапазоне 0,08-0,48 мас.%), измеренных с помощью абсорбционной спектроскопии в видимой, ближней инфракрасной (400-1100 нм) и спектроскопии во временной области в терагерцовом диапазоне (0,1-1 ТГц). Введение примесей приводит к значительному изменению в передаче в широком диапазоне частот, что может быть полезным для управления оптическими свойствами образцов. Это может быть использовано для создания эффективных оптоэлектронных компонентов для широкого спектрального диапазона и устройств управления терагерцовым излучением.

Введение

Полупроводниковые кристаллы с цинковой обманкой являются предпочтительными материалами для различных оптоэлектронных приложений, выходных элементов связи, расширителей пучка из-за его оптических свойств, в том числе из-за наличия широкой запрещенной зоны, химической инертности, приводящей к стабильности почти во всех средах, низким потерям объема. Это продукт высокой чистоты благодаря методам обработки, которые позволяют контролировать внутренние дефекты и минимизировать повреждения при полировке [1]. Легирование переходными и редкоземельными элементами обеспечивает появление новых свойств кристаллов, обусловленных изменением уровней энергии [2], образованием F-центров. Легированный ZnSe является эффективным материалом для импульсных лазеров среднего инфракрасного диапазона [3], туннельных диодов и полупроводниковых устройств. В равной степени он используется для генерации и обнаружения импульсного терагерцового излучения, а также для электрооптического отбора проб [4]. Различные типы и методы легирования могут влиять на срок службы устройств на основе ZnSe. Поэтому требуется более глубокое понимание генерации носителей и новых оптических свойств легированных материалов.

Эксперимент

Эксперименты проводились с пластинами ZnSe, легированными железом методом термодиффузии. Пластины были вырезаны из булей, выращенных из расплава методом Бриджмена с загрузочным материалом, выращенным методом CVD ZnSe высокой чистоты. Примеси Fe и Nd вводились в пластины методом термодиффузии в квазизамкнутом кварцевом реакторе при температуре 1000°C как во весь объем, так и в поверхность. Все образцы имеют толщину от 0,6 до 2,5 мм. Концентрацию легирующих материалов определяли рентгенофлуоресцентным методом на спектрометре Bruker Mistral M-1.

Спектры пропускания ТГц излучения (0,1 - 2 ТГц, средняя мощность - 30 мкВт, длительность (импульса) на уровне половины амплитуды - 0,45 пс) были получены с помощью лабораторного спектрометра во временной области с лазером накачки 1055 нм с длительностью импульса 100 фс и кристаллом-генератором InAs, помещенным в постоянный магнитный источник 2,4 Тл. поле. Измерения пропускания в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах были получены с помощью спектрофотометра исследовательского класса Evolution 300. Этот спектрометр позволяет измерять пропускание в диапазоне 190–1100 нм с фотометрической точностью 1%.

Результаты и обсуждения

На рисунке показаны спектры пропускания нелегированных и легированных железом и неодимом образцов ZnSe в видимом, ближнем ИК и ТГц диапазонах. В терагерцовом диапазоне можно наблюдать явную линию поглощения железа. Для образцов из разных групп наблюдалось увеличение пропускания в терагерцовом диапазоне по сравнению с VIS и NIR диапазоном. Кристалл с концентрацией железа 0,21 моль.% в видимом диапазоне имеет увеличенное поглощение, а в терагерцовом увеличенное пропускание (в сравнении с чистым ZnSe). Это может быть вызвано увеличением поляризуемости ионов в решетке кристалла, что приводит к росту электрооптического коэффициента. Таким образом, введение примесей обеспечивает контроль пропускания образцов для обоих диапазонов.

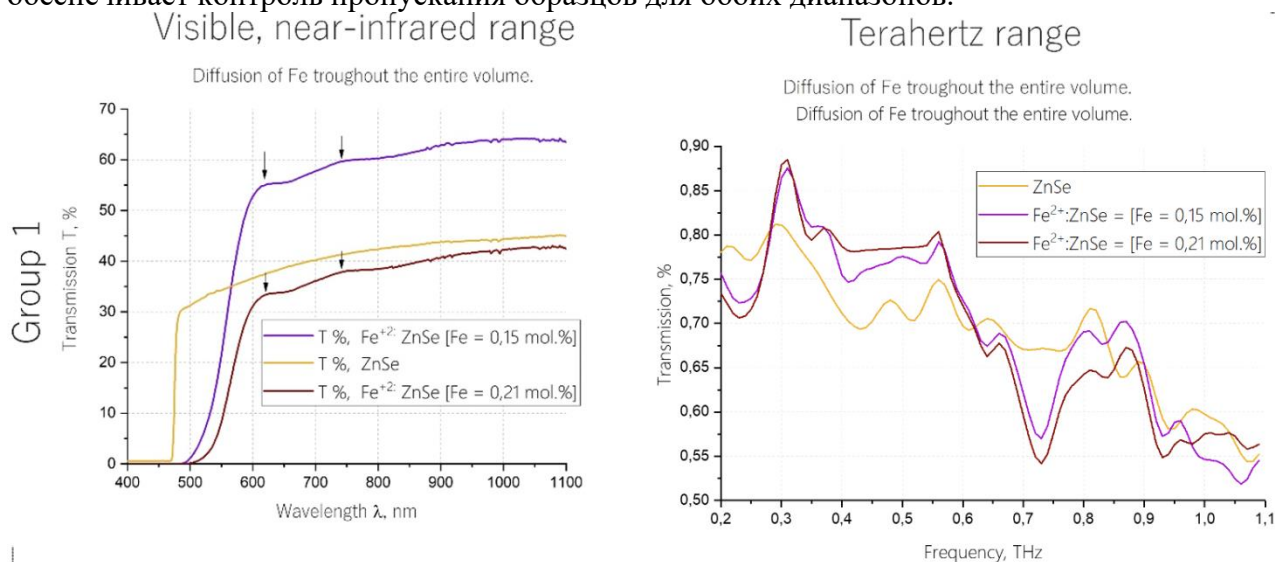


Рисунок. Пропускание видимого и ближнего инфракрасного спектров (первый столбец) и терагерцовых спектров (второй столбец) для образцов ZnSe, легированных железом

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ проект №17-00-00272.

1. D. Shaw, “Diffusion in semiconductors,” in Springer Handbooks, Springer, p. 1. 2017.
2. M.O. Zhukova et al., “An Investigation of the Transmission of Iron-Doped Zinc Selenide in the Terahertz-Frequency Range,” *Opt. Spectrosc.*, vol. 124, no. 5, pp. 687–690, May 2018.
3. S. Dai, G. Feng, H. Zhang, S. Ning, Y. Xiao, and S. Zhou, “424 μm mid-infrared laser based on a single Fe^{2+} -doped ZnSe microcrystal,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 3, p. 411, Feb. 2018.
4. I. Wilke, S. Sengupta, and S. Sengupta, “Nonlinear Optical Techniques for Terahertz Pulse Generation and Detection — Optical Rectification and Electrooptic Sampling,” pp. 59–90, Dec. 2017.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОГО СОРБИРУЮЩЕГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО СЕНСОРА БИМЕДИЦИНСКОГО И ЭКОЛОГИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Свяжина Д.С., Бурункова Ю.Э.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе создан и исследован полимерный сорбирующий материал для создания основы оптического сенсора. Предложены различные модификации состава с целью использования его в областях биомедицины и экологии.

Введение

В последнее десятилетие возросло использование сенсоров для анализа водных сред, которые обеспечивают быстрое обнаружение веществ с высокой точностью. Создание и исследование различных полимерных материалов для оптических сенсоров способствует разработке новых решений [1-3], особенно в таких областях, как экология, биология, медицина. Несмотря на широкий спектр используемых материалов, разработка новых позволяет повысить такие свойства, как высокая прозрачность, низкое рассеяние света, химическая стойкость, высокая сорбционная способность и многое другое. Из вышеизложенного следует, что создание материала для основы оптического сенсора и изучение его свойств являются актуальной задачей.

Целью работы является разработка нанокompозитных материалов и исследование их сорбционных свойств, для дальнейшего использования в качестве основы сенсоров экологического и биомедицинского назначения.

Используемые материалы

Объект исследования – полимерные пленки, полученные на основе мономеров: диуретан диметакрилат (UDMA); изодецилакрилат (IDA); 2-Карбоксиэтил акрилат (2Car).

В качестве модификаторов использовались: наночастицы оксида кремния (SiO_2), наночастицы эрбия/иттербия (Er/Yb), наночастицы золота (Au), которые получены с помощью методики [4].

Методы исследования

а) Исследование сорбции ионов тяжелых металлов и интенсивности люминесценции

В ходе проведения эксперимента пленки помещались на сутки в водный раствор сульфата меди (II) с концентрацией 4×10^{-2} моль/л. После исследовали их на лазерном микроскопе LSM 710 согласно стандартной методике.

б) Исследование сорбции бактерий на поверхности пленок

Для исследования были выбраны *Candida albicans*, *Staphylococcus aureus*, *E. Coli*, из которых готовилась суспензия в физиологическом растворе с плотностью $1,5 \times 10^8$ клеток/мл. Пленки помещались в стерильную чашку Петри, полностью покрывались суспензией на 30 минут при комнатной температуре. Далее образцы высушивались на воздухе. Проводилась фиксация микроорганизмов на пленке. Затем производилась окраска метиленовым синим. Оценка сорбции проводилась путем расчета среднего количества бактерий, сорбированных на поверхности конкретного образца. Подсчет проводился с помощью оптического иммерсионного микроскопа серии Eclipse E-200 (Nikon) с увеличением в 1000 раз. Для каждого из образцов было сделано 10 фотографий разных областей пленки. Подсчет бактерий по изображениям на фотографиях осуществлялся при помощи программного обеспечения OpenCFU [5].

Результаты и обсуждение

Были разработаны уретан-акрилатные композиты, модифицированные наночастицами с различными специфическими свойствами, что позволило контролировать оптические, сорбционные и другие свойства. Составы используемых композитов приведены в таблицах 1 и 2.

Полимерные композиты, использованные в работе, обладают люминесцентными свойствами благодаря наличию наночастиц Er/Yb. Результаты исследования интенсивности люминесценции эрбий-содержащих композитов после сорбции показаны на рисунке.

Таблица 1. Состав композитов для сорбции ионов тяжелых металлов

Образец	Состав
1a	UDMA/2Car 60/40
1a(Er)	+ 0,75%Er
1a(SiO ₂ -TOS)	+5% SiO ₂ -TOS
2c	UDMA/IDA/2Car 70/10/20
2c(Er)	+0,75%Er
2c(SiO ₂ -TOS)	+5% SiO ₂ -TOS

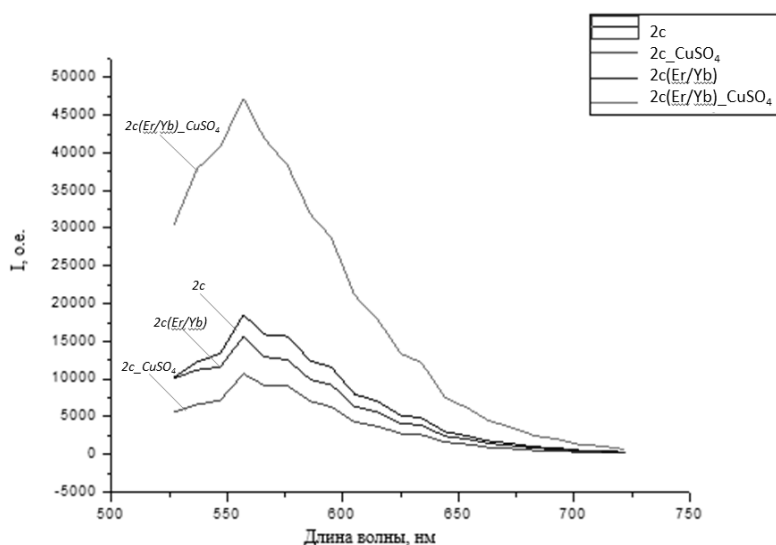


Рисунок. Спектр интенсивности люминесценции композитов 2c и 2cEr до и после сорбции

Как видно из рисунка, люминесцентная способность эрбия сохраняется в композитах на основе 2c. Интересным фактом является то, что в составе 2c интенсивность люминесценции увеличивается после сорбции меди.

Исследование сорбции различных типов микроорганизмов (грамотрицательных (*E. coli*), грамположительных (*Staphylococcus aureus*) и грибов (*Candida albicans*)) проводили на поверхности нанокompозитных пленок различного состава (таблица 2). В целом следует отметить, что *Staphylococcus aureus* и *Candida* показывают хорошую сорбцию на всех нанокompозитных композициях, за исключением *E. coli*, которые имеют очень низкую сорбцию. Особенности сорбции микроорганизмов на нанокompозитах различного состава приведены для *Staphylococcus aureus* (таблица 3). Анализ данных в таблице 3 показывает, что добавление наночастиц золота, оксида цинка приводит к снижению сорбции микроорганизмов *Staphylococcus aureus* на поверхности пленки.

Закключение

По результатам исследований установлено, что введение редкоземельных элементов в композиты сохраняет способность люминесцировать до и после сорбции ионов тяжелых металлов. Наночастицы Au и ZnO эффективно ингибируют сорбцию бактерий *Staphylococcus aureus* на поверхности образцов пленок. Таким образом, по мере необходимости, можно контролировать сорбцию различных типов микроорганизмов на нанокompозитных пленках путем изменения состава композитного материала и введения соответствующих мономеров или наночастиц.

Таблица 2. Состав композитов для сорбции микроорганизмов на поверхности пленок

Номер состава	Мономеры	Наночастицы SiO ₂ , (вес %)
14a	UDMA/IDA=30/70	10%
83a	UDMA/IDA=80/20	10%
107a	UDMA/IDA/PEA=60/35/5	9%
113a	UDMA/IDA/2Car= 75/18/7	13,5%
114a	UDMA/IDA/2Car= 75/18/7	9%

Таблица 3. Результаты сорбции Staphylococcus на поверхности пленок

Состав	83a	83aAu (0,15%)	14a	14aAu (0,15%)	113a	113a Au (0,15%)	107a	107a ZnO ₂ (1%)
Staphylococcus (шт.)	214	77	286	63	256	150	308	233

1. M. Formica, V. Fusi, L. Giorgi, and M. Micheloni, *Coord. Chem. Rev.*, 256, 170-192, (2012).
2. Teo A. J. T. et al., *ACS Biomaterials Science & Engineering*, №4, 454-472 (2016).
3. A.A Leonov, A.A. Sergeev, A.Yu. Mironenko, *J of Biomedical Photonics & Eng*, 4(1), 010502(1-6), (2018).
4. J.A. Burunkova, I.Y. Denisiuk, D.I. Zhuk, L. Daroczi, A. Csik, I. Csarnovics, S. Kokenyesi, *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 7, 630-636 (2016).
5. OpenCFU [Электронный ресурс]: программа подсчета бактерий. Режим доступа: <http://openclu.sourceforge.net/> (Дата обращения: 16.06.2020).

УВЕЛИЧЕНИЕ СКОРОСТИ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ КУБИЧЕСКИХ СВИНЦОВО-ГАЛОИДНЫХ ПЕРОВСКИТНЫХ ЧАСТИЦАХ

Тонкаев П.А., Макаров С.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе теоретически продемонстрировано увеличение скорости спонтанного излучения в кубических частицах из свинцово-галогидного перовскита за счёт поддержания Ми-резонансов в оптической области.

Полупроводниковые и диэлектрические частицы привлекают внимание возможностью создания оптических нанорезонаторов, способных усиливать взаимодействие света на субволновом масштабе [1]. Сильная связь между квантовым источником и локализованной собственной модой нанорезонатора может повысить скорость спонтанного излучения. В предыдущих работах было показано, что излучение квантового источника может быть ускорено вблизи резонансных диэлектрических и плазмонных наночастиц [2, 3] и фотонных кристаллов [4, 5]. В случае частицы, сделанной из материала способного излучать в оптическом диапазоне и имеющим высокий показатель преломления, при резонансных условиях излучение этой частицы может быть значительно усилено [6, 7].

Частицы, сделанные из гибридных галогенидных перовскитов, могут поддерживать Ми-резонанс в видимом диапазоне, что усиливает и направляет излучение фотолюминесценции активной нанорезонаторной [7]. Кроме того, варьируя анион в составе соединения перовскита, можно перестраивать спектр фотолюминесценции во всем видимом диапазоне [8]. Однако в предыдущих экспериментах не удалось достигнуть правильной формы исследуемых частиц, что ограничило теоретически возможное усиление. С другой стороны, химически синтезированные кубические монокристаллические наночастицы CsPbBr₃ имеют идеальную форму и низкую концентрацию дефектов [9].

В данной работе представлено теоретическое исследование зависимости свойств излучения от положения дипольного источника для кубической частицы CsPbBr₃ разного размера. Показано увеличение скорости спонтанного излучения для частицы, поддерживающей Ми-резонансы, по сравнению с объёмным материалом и малыми частицами.

Свойства излучения нанорезонатора значительно зависят от размера и формы частицы, а также показателя преломления материала. Высокий показатель преломления света позволяет усилить электромагнитное поле внутри частицы. Для частиц большего размера число возможных поддерживаемых резонансов увеличивается, и появляется возможность поддерживать резонансы высокого порядка. Перовскиты имеют достаточно высокий показатель преломления (2-2,5), и, таким образом, наночастицы перовскита могут поддерживать резонансы Ми в оптическом спектральном диапазоне.

В работе исследуется зависимость фактора Перселла от положения диполя внутри куба CsPbBr₃. Мы принимаем значение показателя преломления равным 2,5, что соответствует реальному значению в CsPbBr₃ на длине волны фотолюминесценции. Для расчета коэффициента Перселла мы используем модель антенны, которая позволяет численно рассчитать скорость спонтанного излучения [10]. Эта модель дает точное совпадение с аналитическим расчетом скорости излучения диполя в сферической частице. Значение фактора Перселла определяется как отношение реальной части импеданса диполя, расположенного внутри частицы перовскита, к реальной части импеданса диполя в среде из перовскита:

$$F_p = \frac{\operatorname{Re} Z_{in}}{\operatorname{Re} Z_{0,in}}, \quad (1)$$

где $Z_{0,in}$ импеданс диполя в отсутствие нанорезонатора и Z_{in} импеданс в присутствии нанорезонатора.

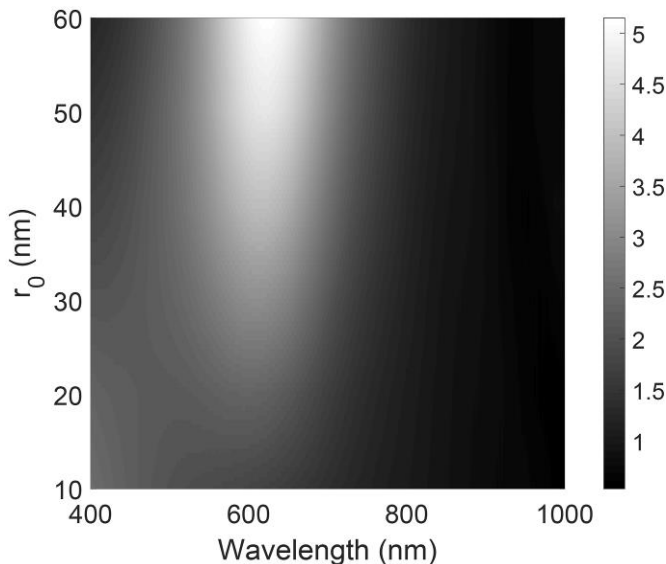


Рис. 1. Фактор Парселла кубической частицы с ребром 150 нм для диполя, направленного вдоль оси z , в зависимости от расстояния от центра куба и длины волны излучения

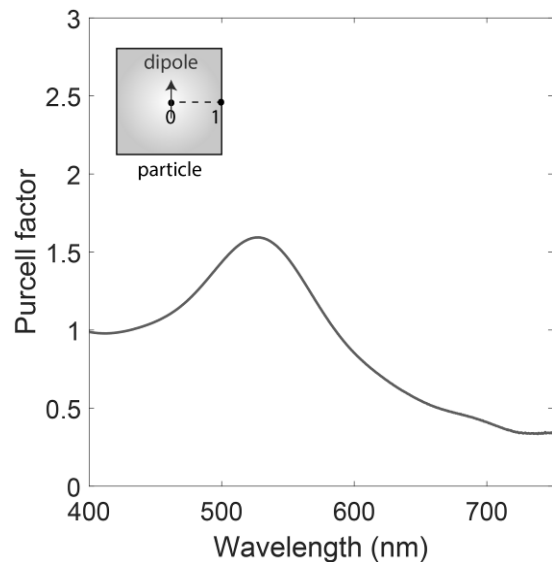


Рис. 2. Усреднённый по объёму частицы фактор Парселла для кубической частицы с ребром 150 нм. На вставке схематическое расположение диполя

Численные расчеты были выполнены в CST Microwave Studio. Для малых частиц (50 нм) рассчитанная скорость излучения достаточно мала и меньше, чем для дипольного излучателя в объемном перовските. Аналогичное поведение было получено для сферической частицы в [11], что связано с низкой плотностью оптических состояний. Результат расчёта для диполя, ориентированного перпендикулярно направлению перемещение, внутри кубической частицы размером 150 нм представлен на рис. 1. Как можно видеть максимальное значение фактора Парселла достигается при расположении диполя вблизи границы куба и составляет 5. Анализ распределения электромагнитного поля позволяет сделать вывод, что в этом случае возбуждается магнитная дипольная собственная мода нанорезонатора. Схематичное изображение траектории передвижения диполя представлено на вставке рис. 2.

На основе рассчитанных данных для всех возможных положений диполя и трёх его возможных ориентаций был рассчитан усреднённый по объёму частицы фактор Парселла (рис. 2). Максимальное значение значительно сократилось и составило 1,7. Это связано с тем, что некоторые излучатели, не могут возбудить собственную моду нанорезонатора, в силу того, что располагаются в минимуме распределения электромагнитного поля моды.

Таким образом, в работе был исследован эффект Парселла в кубической наночастице галоидного перовскита. Было обнаружено увеличение скорости спонтанного излучения почти в 2 раза для частицы размером 150 нм за счёт поддержания магнито-дипольной Ми-моды. Исследуемые нами частицы могут стать перспективной платформой для реализации оптического охлаждения [12, 13], а также создания оптических наноплатформ [14]. Кроме того, мы ожидаем дальнейшего применения наших результатов для оптимизации перовскитовых светоизлучающих устройств [15].

1. A. Krasnok, S. Makarov, M. Petrov, R. Savelev, P. Belov, Y. Kivshar, *Metamaterials X*, **9502**, 950203, (2015).
2. A. Devilez, B. Stout, N. Bonod, *ACS Nano*, **4**, 3390–3396, (2010).
3. A. Krasnok, S. Glybovski, M. Petrov, S. Makarov, R. Savelev, P. Belov, C. Simovski, Y. Kivshar, *Applied Physics Letters*, **108**, 211105 (2016).
4. S. Noda, M. Fujita, T. Asano, *Nature Photonics*, **1**, 449 (2007).
5. J.D. Thompson, T. Tiecke, N.P. de Leon, J. Feist, A. Akimov, M. Gullans, A.S. Zibrov, V. Vuletić, M.D. Lukin, *Science*, **340**, 1202–1205 (2013).
6. A.S. Zalogina, R. Savelev, E.V. Ushakova, G. Zograf, F. Komissarenko, V. Milichko, S. Makarov, D. Zuev, I. Shadrivov, *Nanoscale*, **10**, 8721–8727 (2018).

7. E. Tiguntseva, G. Zograf, F. Komissarenko, D. Zuev, A. Zakhidov, S. Makarov, Y.S. Kivshar, *Nano Letters*, **18**, 1185–1190 (2018).
8. B.R. Sutherland, E.H. Sargent, *Nature Photonics*, **10**, 295 (2016).
9. E.Y. Tiguntseva, K.L. Koshelev, A.D. Furasova, V.Y. Mikhailovskii, E.V. Ushakova, D.G. Baranov, T.O. Shegai, A.A. Zakhidov, Y.S. Kivshar, S.V. Makarov, arXiv preprint arXiv:1905.08646 (2019).
10. J.-J. Greffet, M. Laroche, F. Marquier, *Physical Review Letters*, **105**, 117701(2010).
11. H. Chew, *Physical Review A*, **38**, 3410 (1988).
12. P. Tonkaev, G. Zograf, S. Makarov, *Nanoscale*, **11**, 17800–17806 (2019).
13. S.-T. Ha, C. Shen, J. Zhang, Q. Xiong, *Nature Photonics*, **10**, 115 (2016).
14. S. Makarov, A. Furasova, E. Tiguntseva, A. Hemmetter, A. Berestennikov, A. Pushkarev, A. Zakhidov, Y. Kivshar, *Advanced Optical Materials*, **7**, 1800784 (2019).
15. Y. Cao, N. Wang, H. Tian, J. Guo, Y. Wei, H. Chen, Y. Miao, W. Zou, K. Pan, Y. He, H. Cao, Y. Ke, M. Xu, Y. Wang, M. Yang, K. Du, Z. Fu, D. Kong, D. Dai, Y. Jin, G. Li, H. Li, Q. Peng, J. Wang, W. Huang, *Nature*, **562**, 249–253 (2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С НАКЛОННЫМИ ВОЛОКОННЫМИ РЕШЕТКАМИ БРЭГГА

Лосева Е.А., Дмитриев А.А., Коннов К.А., Токарева Я.Д., Варжель С.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В рамках данной работы проведено исследование проходящей через наклонные волоконные решетки Брэгга мощности линейно поляризованного излучения. Установлены основные зависимости эффективности отражения излучения такими дифракционными структурами при изменении ориентации плоскости поляризации.

Наклонная волоконная брэгговская решетка (НВБР) – разновидность брэгговской дифракционной структуры, имеющая отличный от 0° угол наклона между штрихами и поперечным сечением оптического волокна (рис. 1). Данное свойство приводит к возникновению дополнительной связи основной моды сердцевины оптического волокна с его оболочечными модами. Благодаря реализации такого межмодового взаимодействия, часть оптического излучения, проходящего через НВБР, выводится из сердцевины оптического волокна в его оболочку [1]. В свою очередь эффективность выведения излучения зависит от угла наклона штрихов НВБР, а также от состояния поляризации проходящего излучения. Исследуемые структуры применяются в качестве чувствительных элементов волоконно-оптических измерительных приборов (поляриметры, датчики кручения, изгиба и т.д.) [2-4].

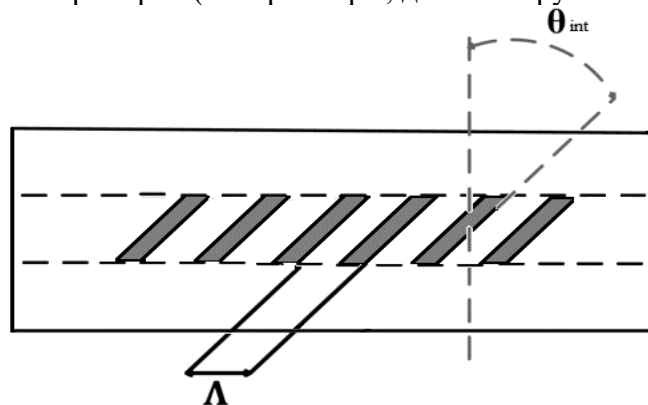


Рис. 1. Схематическое изображение НВБР

В данном исследовании использовались НВБР, записанные в телекоммуникационном оптическом волокне стандарта SMF-28. Волокно предварительно подвергалось низкотемпературной водородной обработке. Запись образцов происходила на интерферометрической установке с использованием K_rF эксимерной лазерной системы с длиной волны генерируемого излучения 248 нм [5]. Исследование свойств проходящего через НВБР линейно поляризованного излучения с различной ориентацией плоскости поляризации производилось при помощи измерительного стенда (рис. 2).

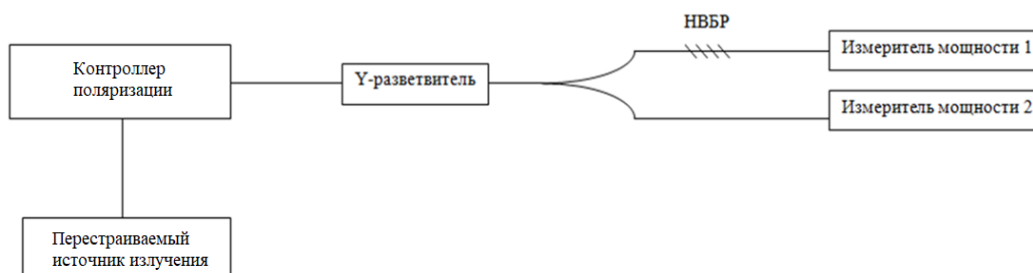


Рис. 2. Принципиальная оптическая схема измерительной установки

Для определения процента выводимого излучения при изменении ориентации плоскости поляризации, длина волны перестраиваемого источника излучения (ИИ) устанавливалась в соответствии с длиной волны одной из оболочечных мод (рис. 3).

Далее, при помощи контроллера поляризации изменялась ориентация плоскости поляризации проходящего через НВБР излучения.

Значения мощности излучения, прошедшего через дифракционную структуру, снимались при помощи измерителя мощности 1. Измеритель мощности 2 служил контрольным датчиком, для корректировки погрешности, вносимой контроллером поляризации, а также оптическими соединениями.

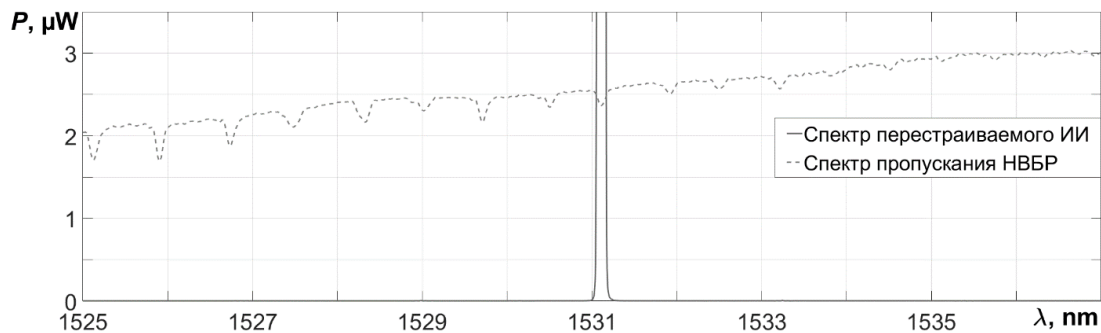


Рис. 3. Спектр перестраиваемого источника излучения и спектр пропускания НВБР с углом наклона штрихов в $7,5^\circ$

В работе представлены нормированные зависимости проходящей через НВБР мощности излучения от ориентации плоскости поляризации, при различных углах наклона штрихов дифракционных структур (рис. 4).

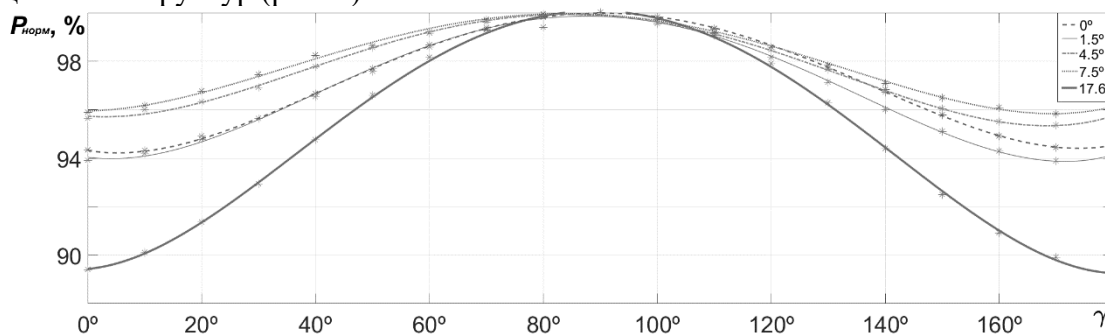


Рис. 4. Зависимость нормированной мощности излучения, проходящего через НВБР с различными углами наклона штрихов от угла поворота плоскости его поляризации

В результате проведенного исследования было установлено, что эффективность связи мод сердцевина-оболочка на НВБР с самым большим среди исследованных образцов углом наклона штрихов в $17,6^\circ$ испытывает наибольшую зависимость от ориентации плоскости поляризации излучения. В данном случае разница проходящей через НВБР мощности излучения при крайних (ортогональных) состояниях ориентации плоскости поляризации составляет более 10%.

1. G. Meltz, W.W. Morey, W.H. Glenn, *Optical fiber Communication*, TUG1, (1990).
2. J Albert., L.Y. Shao, C. Caucheteur, *Laser Photonics Rev.*, **7**, 83-108, (2012).
3. J. Mueller, K. Leosson, F. Capasso, *Optica*, **3(1)**, 42-47, (2016).
4. V. Budinski, D. Donlagic, *Sensors*, **17(3)**, №443, 1-29, (2017).
5. A.I. Gribaev, I.V. Pavlishin, A.M. Stam, R.F. Idrisov, S.V. Varzhel, K.A. Konnov, *Opt. Quant. Electron*, **48**, № 540, 1-7, (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФОТОПОЛИМЕРНОГО МАТЕРИАЛА BAYFOL HX МЕТОДОМ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

Бородина Л.Н., Борисов В. Н., Вениаминов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследование изменений локальных спектров люминесценции фотополимерного светочувствительного материала Bayfol HX было выполнено с помощью конфокального микроскопа Zeiss LSM 710. Фотоиндуцированные изменения спектров люминесценции связаны с фотохимическими преобразованиями сенсibilизаторов, входящих в состав фотополимерного материала.

Фотополимерный материал Bayfol HX широко используется в качестве регистрирующей среды для различных реализаций объёмной голографии [1]. Подобные материалы чаще всего изучаются голографическими методами, но для получения дополнительной информации о свойствах материала можно использовать конфокальный лазерный сканирующий микроскоп, который позволяет не только избирательно воздействовать на объект, но и отслеживать динамику изменений, а также измерять локальные спектры люминесценции.

При экспонировании участка пленки лазерным излучением с длиной волны 488 нм наблюдалось просветление в канале проходящего света и увеличение интенсивности (рис. 1), а также изменение спектров люминесценции (рис. 2), которые связаны с фотохимическими преобразованиями сенсibilизаторов фотополимеризации. Даже небольшого остаточного поглощения засвеченного участка пленки достаточно для регистрации люминесценции, значительно превосходящей по интенсивности люминесценцию неэкспонированного материала.

При исследовании люминесценции фотополимерной пленки было также обнаружено нарушение закона взаимозаместимости. При медленном экспонировании через покровную пленку к светочувствительному слою поступает кислород, замедляя полимеризацию и повышая вероятность фототрансформации сенсibilизаторов.

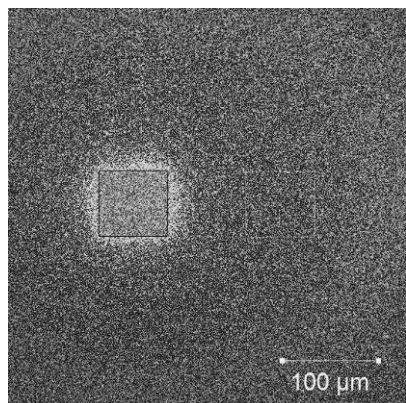


Рис. 1. Люминесцентное изображение участка плёнки Bayfol HX с квадратной областью, экспонированной излучением лазерного сканирующего микроскопа

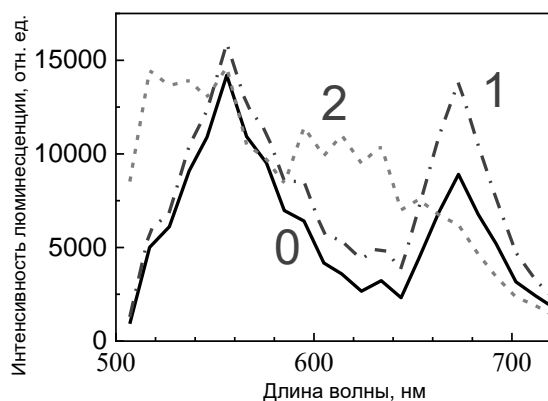


Рис. 2. Спектры люминесценции микроскопических участков плёнки Bayfol HX: не экспонированных (0) и экспонированных излучением 488 нм при малой (1) и большой (2) экспозициях

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант №18-32-01048) и Министерства Науки и Высшего образования России (госзадание №2019-1080).

1. F.-K. Bruder, T. Fäcke, T. Rölle, *Polymers*, **9**, 472, (2017).

УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ТАММОВСКИМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ

Головко П.В. *, Игнатъева Д.О. **, Калиш А.Н. **, Белотелов В.И. **, **

*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

** Российский квантовый центр, Москва, Россия

Предложены магнитные фотонно-кристаллические структуры с ферритом-гранатом, обладающие высокодобротными резонансами Таммовских поверхностных волн. Показано, что амплитуда экваториального эффекта Керра при возбуждении Таммовских волн значительно усиливается и достигает 98%.

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

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

Предложенная структура состоит фотонного кристалла, нанесенного на призму из материала с большим показателем преломления, поверх которой нанесена толстая пленка феррита-граната с показателем преломления $n=2,35+0,0038i$. Для возбуждения поверхностной моды призмным методом требуется призма из материала с большим показателем преломления в видимом диапазоне. В роли такого материала может выступать полупроводник GaP с показателем преломления $n=3,1$. Феррит-гранат обладает большой магнитооптической активностью в видимом диапазоне длин волн, при этом и магнитооптическая активность, и поглощение в нем уменьшается с увеличением длины волны. По этой причине рабочей длиной волны выбрана величина 780 нм. Поглощение при таком значении сравнительно мало, но магнитооптическая активность ещё достаточно большая. Отметим, что выбранная длина волны соответствует одной из типичных длин волн коммерчески доступных диодных лазеров.

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

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

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

Для слоев TiO₂ и GaP толщины слоев соответствуют 228,5 нм и 96,4 нм. Для достижения оптимальных условий для возбуждения поверхностной моды число пар слоев в ФК $N = 4$, последний слой является дефектным и имеет толщину 206 нм.

Спектр отражения такой структуры представлен на рисунке (а).

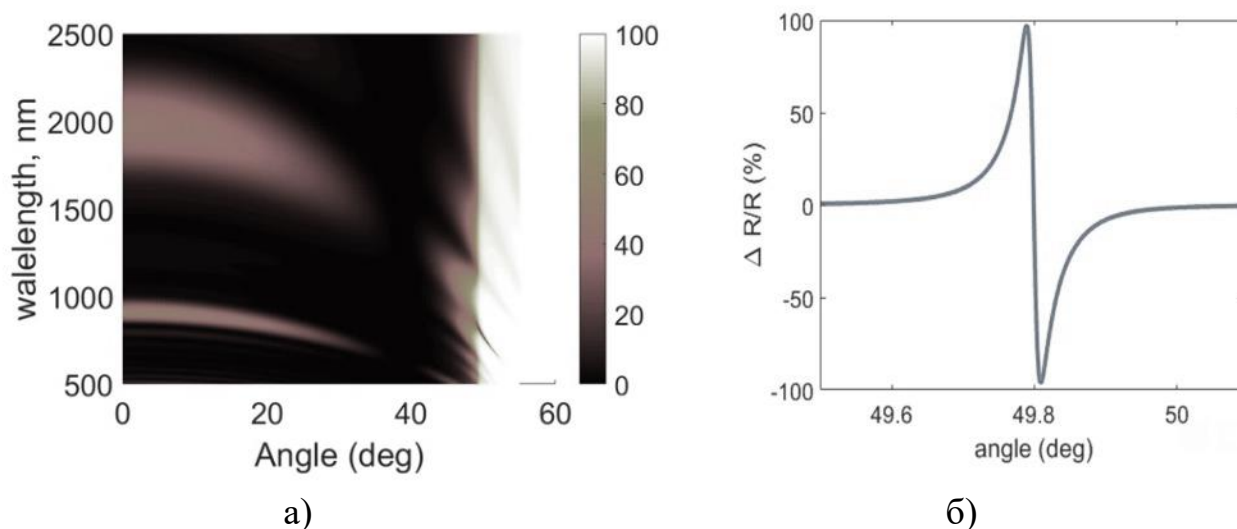


Рисунок (а) Спектр отражения фотонно-кристаллической структуры с гранатом в координатах (θ, λ) .
(б) Угловой спектр экваториального эффекта Керра на длине волны 780 нм

При выбранных параметрах структуры наблюдается достаточно узкий и глубокий резонанс ($R_{\min} = 0,96\%$) на длине волны 780 нм, добротность резонанса составляет $Q=77$. Рассчитаны характеристики возбуждаемой поверхностной Таммовской моды: глубина проникновения в феррит-гранатовую пленку составляет $L_{\text{depth}} = 1,3$ мкм, значение длины пробега моды $L_{\text{path}} = 35,2$ мкм.

Для выбранной структуры был рассчитан угловой спектр экваториального эффекта Керра (относительного изменения коэффициента отражения при перемагничивании) при значении коэффициента гирации $g=0,022$ (рис. б). Видно, что за счет возбуждения Таммовской моды и смещения резонанса вследствие магнитооптической модуляции ее постоянной распространения, экваториальный эффект Керра существенно возрастает и может достигать 98%. Эта величина существенно больше величины ЭК в гладких феррит-гранатовых пленках, составляющей порядка 0,01%.

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

1. V.N. Konopsky, E.V. Alieva, Photonic crystal surface waves for optical biosensors. *Analytical chemistry*, **79(12)**, 4729-4735.
2. M.N Romodina, et al., Bloch-surface-wave-induced Fano resonance in magnetophotonic crystals. *Physical Review B*, **96(8)**, 081401.
3. A.M. Merzlikinet al., Controllable Tamm states in magnetophotonic crystal. *Physica B: Condensed Matter*, **394(2)**, 277-280.
4. Д.О. Игнатьева и др. // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2016. – Т. **104**. – №. 10. – С. 689-694.
5. D.O. Ignatyeva, et al. // *Scientific reports*. – 2016. – Т. **6**. – С. 28077.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА АНЕМОМЕТРА

Новикова В.А., Варжель С.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе отражены принципы создания чувствительного элемента теплового волоконно-оптического анемометра. Проведена оценка эффективности различных способов выведения излучения из сердцевины в оболочку с помощью изменения геометрии оптического волокна и создания специальных структур внутри световода.

Одним из направлений развития волоконно-оптических сенсорных систем, обладающих рядом преимуществ за счет замены металлических кабелей на оптические элементы, является анемометрия, основанная на методе «горячей проволокой» (HWA - hot-wire anemometry). В стандартном исполнении, метод горячей проволоки подразумевает подведение тепла к чувствительному элементу с целью создания разницы температур между ним и окружающей средой. Ранее в качестве нагревательного элемента использовалась металлическая нить, окисляющаяся в процессе работы и исключающая эксплуатацию в условиях электромагнитных помех. Данную проблему решает оптическая анемометрия и на сегодняшний день разработано множество оптических способов измерения скорости движения потока, принцип действия которых заключается в измерении оптического сигнала.

Авторы работы исследовали в качестве чувствительных элементов датчиков скорости движущихся потоков оптическое волокно со сформированной решёткой Брэгга, при этом представлены различные методы подведения тепла к области с дифракционной структурой. Литературный обзор показал, что большинство известных технологий имеют ряд недостатков, связанных с использованием дорогостоящего оборудования, специальных оптических волокон, особых типов покрытий волокна и потерей значительных мощностей информационного сигнала. При этом представленные методы в основном работают в условиях измерения потока газов и не применимы к анализу потоков жидкости.

В работе рассмотрены основные принципы выведения излучения из сердцевины в оболочку с целью нагрева участка оптического волокна: с помощью изменения его геометрии и формирования в сердцевине световода структуры, влияющей на проходящее излучение. Нами были проанализированы следующие способы:

- с перетяжкой оптического волокна (тейпер) на длине, не превышающей 15 мм (при этом исследовались различные диаметры перетяжки);
- со смещением осей волокон относительно друг друга и последующей их сваркой (проводился анализ при различных значениях смещения);
- с созданием так называемого «пузырька» в оптическом волокне;
- переход SMF-MMF-SMF (одномодовое-многомодовое-одномодовое волокно);
- со сформированной в сердцевине волокна дифракционной структурой с наклонными штрихами.

При этом для фиксации температуры анализировались спектральные отклики волоконных дифракционных структур, записанных методом фазовой маски.

Таким образом, в работе представлены зависимости эффективности выведения излучения из сердцевины в оболочку при различных способах изменения геометрии оптического волокна или структуры внутри его ограниченного участка. Проведена оценка эффективности использования оптического волокна в тепловой анемометрии – исследуемые методы классифицированы с точки зрения эффективности их применения при точечной и распределенной анемометрии.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ InAs(Sb,P)

Семакова А.А., Мынбаев К.Д., Баженов Н.Л.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты исследования спектральных и вольт-амперных характеристик гетероструктур на основе эпитаксиальных слоёв InAsSb и множественных квантовых ям InAsSb/InAs в диапазоне температур 4,2-300 К. Наблюдалась слабая температурная зависимость длины волны излучения гетероструктур. Обсуждается влияние конструкции структур на исследуемые характеристики.

В последнее время растёт интерес к исследованию материалов и структур на основе соединений A_3B_5 в связи с их потенциальным применением в светодиодах среднего инфракрасного диапазона (2-6 мкм) для систем экологического мониторинга, медицинской диагностики и контроля технологических процессов в различных отраслях промышленности [1]. Большое внимание направлено на оптимизацию дизайна светодиодных гетероструктур для повышения эффективности и надежности работы светодиодов при наличии внешних возмущающих факторов, таких как изменение температуры окружающей среды. В связи с этим актуальным является детальное исследование оптических и электрических характеристик гетероструктур различной конструкции в широком диапазоне температур.

В настоящей работе представлены результаты исследований электролюминесценции (ЭЛ) и вольт-амперных характеристик (ВАХ) асимметричной гетероструктуры n -InAs/InAs_{0.88}Sb_{0.16}/ p -InAs_{0.41}Sb_{0.18}P_{0.41} (структура *A*) и наногетероструктуры на основе множественных квантовых ям (КЯ) n -InAs/108-КЯ InAs_{0.88}Sb_{0.12}/InAs/ p -InAs_{0.70}Sb_{0.10}P_{0.20} (структура *B*), выращенных методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках InAs. Подложка структуры *A* была преднамеренно не легирована и имела концентрацию электронов $n=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, подложка структуры *B* легирована серой до концентрации электронов $n=10^{18} \text{ см}^{-3}$. Накрывающие барьерные слои InAsSbP были легированы акцепторной примесью (цинком) до концентраций дырок $p=10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $p=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, для структур *A* и *B*, соответственно. Исследования проведены в интервале температур 4,2-300 К.

На рис. 1 представлены спектры ЭЛ исследуемых гетероструктур при температуре 77 К. Глубокий провал, наблюдающийся в спектрах ЭЛ на длине волны $\lambda=4,3$ мкм, обусловлен поглощением выходящего излучения молекулами углекислого газа (CO_2), присутствующего в атмосфере. Спектральные положения максимумов полос излучения при $T=77$ К соответствуют длинам волн: 4,76 мкм и 3,82 мкм для структур *A* и *B*, соответственно. При этом ширина на половине высоты интенсивности полос ЭЛ имеет значения 67 мэВ и 30 мэВ для структур *A* и *B*, соответственно. При низких температурах (4,2-70 К) в гетероструктуре с активной областью на основе квантовых ям наблюдалось стимулированное излучение. С повышением температуры до 300 К излучение становилось спонтанным [2]. Результаты исследований показали, что для обеих гетероструктур наблюдалась слабая зависимость положения максимумов ЭЛ от температуры (рис. 2).

Видно, что для гетероструктуры *B*, со 108-КЯ InAs_{0.88}Sb_{0.12}/InAs в активной области, температурная зависимость спектрального положения максимумов ЭЛ (символы 2) следует расчётной температурной зависимости ширины запрещённой зоны (E_g) материала активной области (кривая 4) в интервале температур 60-150 К, однако по величине превышает расчётные значения E_g на 15 мэВ. При $T>150$ К зависимость спектрального положения максимумов ЭЛ от температуры практически отсутствует. Вероятно, формирование 108 периодов квантовых ям, разделенных тонкими барьерами, в гетероструктуре привело к образованию сверхрешётки с минизонами, которые можно рассматривать как совокупность энергетических уровней. Можно предположить, что при определённых температурах наиболее эффективны излучательные

переходы на различные энергетические уровни в миниэлектронах, что отражается на температурной зависимости длины волны излучения гетероструктуры. Для гетероструктуры *A*, на основе эпитаксиальных слоёв, при $T < 50$ К наблюдалась большая разница энергий фотонов между экспериментальными данными спектрального положения максимумов ЭЛ (символы 1) и расчётной зависимостью $E_g(T)$ активной области $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.16}$ (кривая 3). Определено, что в данном диапазоне температур излучательная рекомбинация определялась переходами на гетероинтерфейсе $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$. Однако при $T > 80$ К из-за ослабления локализации носителей на интерфейсе вклад данных переходов в излучательную рекомбинацию падал, и начинали доминировать переходы, вызванные рекомбинацией носителей в объёме активного слоя $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.16}$ гетероструктуры. Данный эффект определяет слабую температурную зависимость длины волны излучения гетероструктуры *A*.

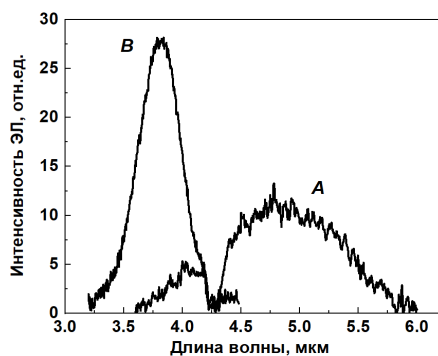


Рис. 1. Спектры ЭЛ гетероструктур *A* и *B* при $T=77$ К и импульсном (длительность 2 мкс, частота 1 кГц) токе накачки $I=1.5$ А

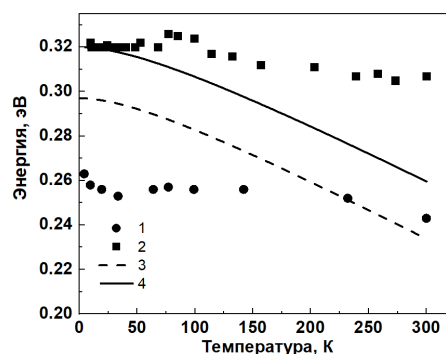


Рис. 2. Экспериментальные температурные зависимости положения максимумов спектров ЭЛ структур *A* (1) и *B* (2). Расчётные зависимости $E_g(T)$ материала активной области структур *A* (3) и *B* (4)

На рис. 3 представлены вольт-амперные характеристики светодиодных гетероструктур *A* (а) и *B* (б) при различных температурах. Результаты исследований показали, что при повышении температуры от 4,2 до 77 К ВАХ изменялись слабо, что указывало на преобладание процессов туннелирования носителей заряда, так как прохождение поверх барьеров при низких температурах становится маловероятным. Напряжение отсечки, характеризующее величину потенциального барьера для носителей заряда, линейно уменьшалось с ростом температуры для обеих структур, однако по величине было меньше, чем соответствующие значения энергии запрещённой зоны материала активной области гетероструктур, что, вероятно, связано с наличием тока утечки через интерфейс. Например, для гетероструктуры *A* данное значение составило 265 мВ при $T=4,2$ К и 18 мВ при $T=300$ К, а величина E_g активной области имела значения 0,263 эВ и 0,243 эВ при температурах 4,2 К и 300 К, соответственно. Видно, что у данной структуры при низких температурах существовал небольшой по величине ток в обратных ветвях ВАХ, при этом он практически не зависел от приложенного напряжения. Однако с повышением температуры до 300 К ток в обратной ветви ВАХ заметно увеличился. Данный эффект может быть связан с присутствием туннелирования через гетерограницу $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$. В тоже время ВАХ гетероструктуры *B* (Рис. 3б) демонстрировали большие значения тока при обратном смещении во всем диапазоне температур. При этом отсутствие зависимости тока от температуры при обратном смещении свидетельствует о преобладании туннельного механизма протекания тока.

В целом полученные результаты показали значительное влияние конструкции гетероструктур на спектральные и вольт-амперные характеристики в широком диапазоне температур. Показано, что снизить влияние температуры светодиода на длину волны излучения можно не только путем формирования сверхрешётки в гетероструктуре, но и применяя асимметричные гетероструктуры $\text{InAs}/\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$. Таким образом, изученные гетероструктуры представляют интерес при проектировании температурно-стабильных инфракрасных излучателей для спектрального диапазона 3,5-5 мкм.

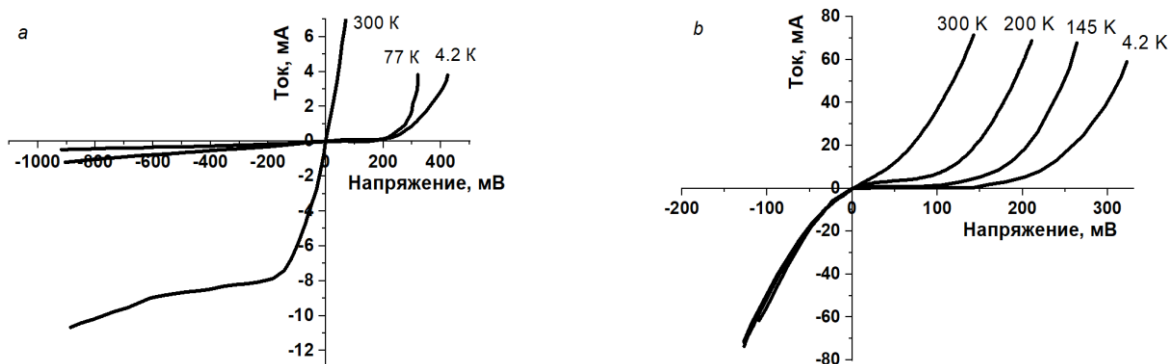


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики светодиодных гетероструктур *A* (*a*) и *B* (*b*) при различных температурах

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-32-90091.

1. D.Z. Ting, A. Soibel, A. Khoshakhlagh, S.A. Keo, B. Rafol, A.M. Fisher, D. Pepper, E.M. Luong, C.J. Hill, S.D. Guhapala, *Infr. Phys. Technol.*, **97**, 210, (2019).

2. K.D. Mynbaev, N.L. Bazhenov, A.A. Semakova, N.D. Stoyanov, S.S. Kizhaev, A.V. Chernyaev, H. Lipsanen, V.E. Bougrov, Kh.M. Salikhov, *Infr. Phys. Technol.*, **85**, 246-250, (2017).

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КОНТИНУУМЕ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ДЕФЕКТОМ, ПОМЕЩЁННОМ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Иванова А.Д. *, Игнатъева Д.О. ***, Калиш А.Н. ***, Белотелов В.И. ***

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

** Российский квантовый центр, Москва, Россия

Исследованы связанные состояния в континууме, реализуемые на базе одномерного фотонного кристалла с дефектом. Представлены результаты численных расчетов, демонстрирующих возможность управления локализацией излучения в таких фотонных кристаллах под действием внешнего магнитного поля.

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

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

$$\vartheta = vHl, \quad (1)$$

где v – постоянная Верде, l – путь, пройденный в среде

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

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

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

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

Рассматривается фотонный кристалл (рис. 1) с чередующимися слоями церий-замещенного иттриевого-феррит-граната ($n_1 = \sqrt{5}$) и стекла ($n_2 = 1,444$) на стеклянной подложке ($n_0 = n_2$) с центром запрещенной зоны на угле Брюстера $\vartheta = \tan^{-1} \frac{n_1}{n_2} = 57,15^\circ$ и длине волны $\lambda = 1550$ нм. Толщины слоёв в таком фотонном кристалле рассчитываются по формулам:

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

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

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

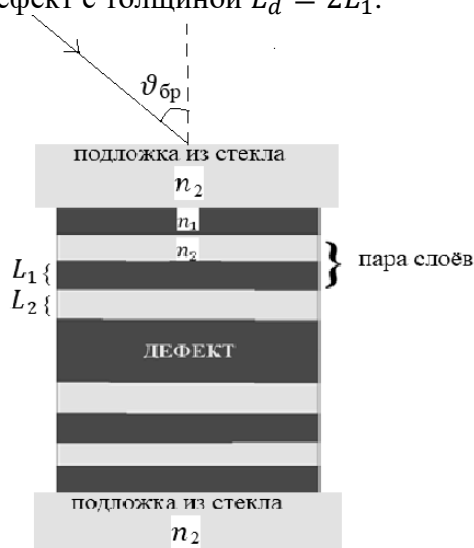


Рис 1. Схема фотонного кристалла с дефектом

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

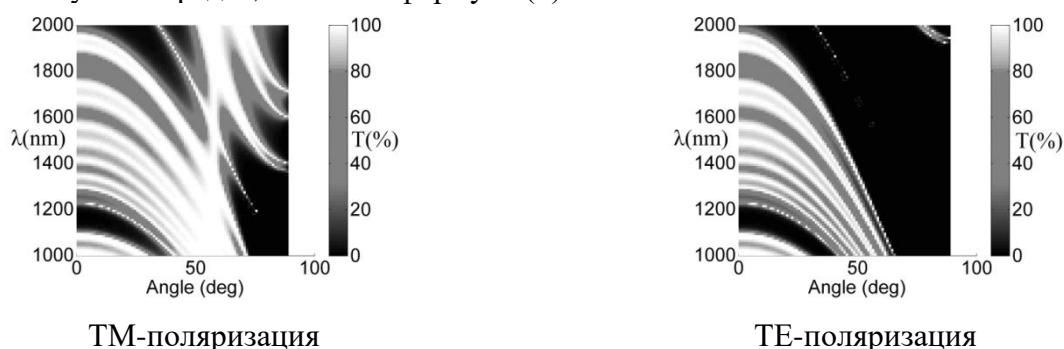


Рис 2. Спектры пропускания для фотонного кристалла со структурой 5 пар + магнитный дефект ($2L_1$) + 5 пар слоев при отсутствии

На рис. 3 представлен угловой спектр пропускания ТМ-поляризации на длине волны $\lambda = 1550$ нм в структуре с 11 парами слоев в каждом из Брэгговских зеркал с магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскости слоев. Сверхдобротный резонанс, показанный на рис. 3, полностью отсутствует в немагнитной структуре (см. рис. 2). Таким образом,

численно продемонстрирована возможность переключения между локализованным и нелокализованным состоянием внутри фотонного кристалла путем приложения магнитного поля.

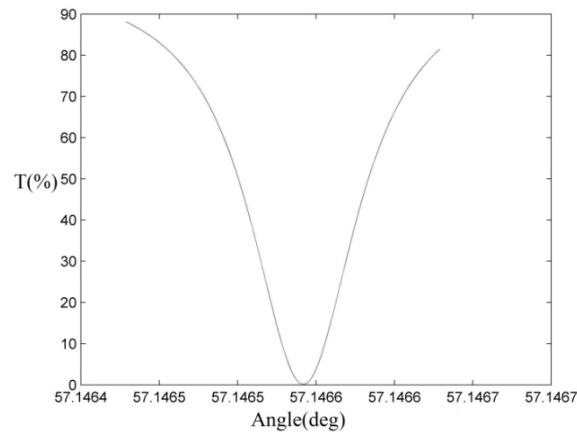


Рис. 3. Спектр пропускания для ТМ-поляризации в фотонном кристалле, содержащем 11 пар + магнитный дефект ($2L_1$) + 11 пар слоев

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

1. В.И. Белотелов, *изд. Квант*, (2010).
2. Т. Baba, *Nature photonics*, **2**, №8, 465, (2008).
3. М. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, *Journal of Physics D: Applied Physics*, №39, 151-161, (2006).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ НАНОПОРИСТЫХ СИЛИКАТНЫХ МАТРИЦ ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ЦЕЛЕЙ

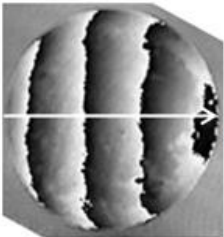
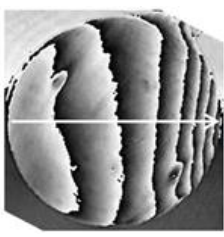
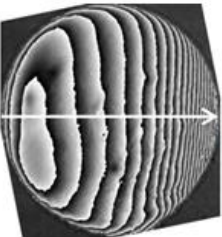
**Быков Е.П., Андреева Н.В., Исмагилов А.О., Заколдаев Р.А.,
Останин А.А., Андреева О.В.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе обсуждаются методики измерения и контроля оптических параметров, определяющих качество образцов нанопористых матриц. Рассмотрен эксперимент по влиянию геометрии процесса травления образцов на их оптическое качество.

Нанопористые силикатные матрицы (НПСМ), получаемые из двухфазного стекла путем многоэтапной обработки, широко используются в ряде приложений [1, 2]. В большинстве приложений к образцам НПСМ предъявляются достаточно высокие требования к оптической однородности по рабочей площади образца. В то же время технологический процесс изготовления образцов был разработан с ориентировкой на однородность образцов по толщине, так как основное применение таких образцов заключалось в использовании в качестве основы для создания регистрирующей среды для записи голограмм. Поэтому во время химического травления заготовки располагались вертикально, по направлению силы тяжести, чтобы исключить неоднородность по толщине. В таблице приведены интерферограммы исходной заготовки (1), образца после кислотного травления (2) и щелочного травления (3) и указаны значения пористости после этапов 2 и 3.

Таблица. Интерферограммы, значения пористости (W) и эффективного показателя преломления ($n_{\text{эфф}}$) нанопористых матриц на этапах их изготовления. Стрелками указано направление силы тяжести при травлении образца

Этап	1. Заготовка	2. После кислотного травления	3. После щелочного травления
			
W	0 %	23,6%	56,4%
$n_{\text{эфф}}$	1,45 ÷ 1,46	1,34	1,20

Интерферограммы демонстрируют, тот факт, что оптическая неоднородность образцов при проведении этапов травления увеличивается в направлении силы тяжести. Измерения проведены на стенде цифровой голографической интерферометрии, а разработанная методика [3] позволяет с высокой точностью оценивать изменение оптической толщины (nl) по площади образца. Предложен режим проведения травления образцов при их расположении как вертикально, так и горизонтально относительно силы тяжести. Подготовлены образцы и держатели для них. Обсуждаются результаты проведенного эксперимента и перспективы использования образцов для биомедицинских целей.

1. О.В. Андреева, И.Е. Обыкновенная, *Наносистемы: физика, химия, математика*, **1**, №1, 37-53, (2010).

2. O.V. Andreeva, O.V. Bandyuk, *Holograms – Recording materials and Applications*, Edited by Izabela Naydenova, 45-70, (2011).

3. Н.В. Андреева, А.О. Исмагилов, О.В. Андреева, *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*, 432-433, (2017).

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В КОМПЛЕКСЕ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ–ЦИАНИНОВЫЕ КРАСИТЕЛИ

Ткач А.П., Кузнецова В.А., Осипова В.А., Соколова А.В., Баранов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе был исследован перенос энергии по механизму безызлучательного резонансного переноса энергии (FRET) в комплексе квантовых точек с органическими цианиновыми красителями.

Квантовые точки (КТ) являются коллоидными полупроводниковыми нанокристаллами (обычно диаметром 2-10 нм), которые представляют значительный интерес в области нанофотоники благодаря своим уникальным оптоэлектронным свойствам, таким как высокий квантовый выход, фотостабильность, высокий коэффициент поглощения и перестраиваемые полосы фотолюминесценции (ФЛ) [1]. Тройные квантовые точки (т-КТ) полупроводников типа I-III-VI (CuInS_2 , AgInS_2 и т.д.) рассматриваются как альтернатива Cd-содержащим КТ из-за их меньшей токсичности. Тройные КТ имеют широкую полосу ФЛ, перестраиваемую в спектральном окне, которая охватывает видимую и ближнюю инфракрасную области [2] с длительным временем затухания ФЛ до нескольких микросекунд [3]. Последнее позволяет применять т-КТ в биомедицине для разрешенного во времени баркодинга ФЛ, мультиплексированного с разрешенным по времени баркодингом FRET [4], где тройные КТ играют роль донора, а акцептором является маркерным красителем с долгоживущим индуцированным FRET. Таким образом, т-КТ являются привлекательными кандидатами для многих применений.

Ключевой целью данной работы является исследование эффективности переноса энергии между квантовыми точками $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ и органическими красителями монокарбоцианин и дикарбоцианин.

Образцы водорастворимых КТ $\text{AgInS}_2 / \text{ZnS}$ были синтезированы методом горячей инъекции, основанным на методике, опубликованной в [5]. Затем КТ $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ были перенесены в водный растворитель вместе с цистеином с использованием лигандного обмена. Для количественного изучения зависимости интенсивности ФЛ КТ в комплексах КТ с цианиновыми красителями от отношения концентрации красителя к КТ в растворе, последовательно добавлялись водные растворы цианинов в раствор чистых КТ. Спектры поглощения и ФЛ образцов были измерены для комплексов после каждой стадии добавления красителя.

На рисунке приведены спектры ФЛ водорастворимых $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ со средним диаметром 3,5 нм., а также спектры поглощения монокарбоцианина и дикарбоцианина. Во всех случаях происходит спектральное перекрытие донорной (КТ) ФЛ с акцепторным поглощением монокарбоцианина и дикарбоцианина, что является основным условием для удовлетворения FRET.

Спектр поглощения монокарбоцианина (Cu3) практически полностью перекрывается со спектрами ФЛ КТ, что позволяет создать эффективный комплекс FRET. Для дикарбоцианина (Cu5) спектры поглощения частично перекрываются со спектрами ФЛ КТ, но этого достаточно для переноса энергии по механизму FRET. По полученным спектрам поглощения и ФЛ комплексов была рассчитана эффективность переноса энергии по механизму FRET и получены кривые тушения донора и возгорания акцептора. Далее были измерены кривые распада ФЛ чистых цианинов и в комплексе с КТ. Полученные данные показали, что времена ФЛ цианинов вне комплекса составляют $\sim 0,21$ нс, а при связывании с КТ их времена жизни значительно увеличивались до значений ~ 20 нс. Данное увеличение времени жизни свидетельствует об образовании комплекса и передачи энергии от КТ к цианиновому красителю.

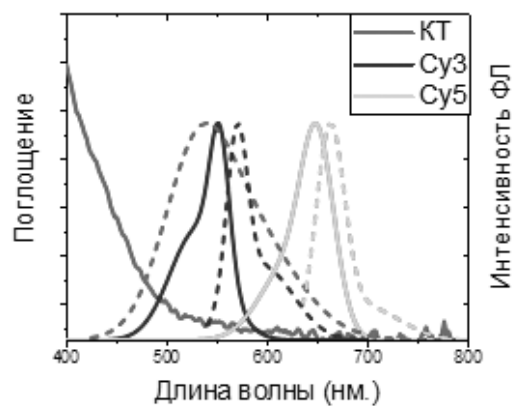


Рисунок. Спектры поглощения (сплошная линия) и фотолюминесценции (штриховая линия) КТ и органических красителей монокарбоцианин (Cu3) и дикарбоцианин (Cu5)

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы исследований и разработок Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант № 14.587.21.0047, идентификатор RFMEFI58718X0047.

1. D. Bera, L. Qian, T.K. Tseng, P.H. Holloway., *Materials (Basel)*, **3**, 2260–2345, (2010).
2. M. Dai, et al., *J. Mater. Chem.*, **22**, 12851–12858 (2012).
3. N. Tsolekile, S. Parani, M.C. Matoetoe, S.P. Songca, O.S. Oluwafemi., *Nano-Structures and Nano-Objects*, **12**, 46–56 (2017).
4. J.M. Kebschull, A.M. Zador, *Nat. Methods*, **15**, 871–879 (2018).
5. K.V. Vokhmintcev, P.A. Linkov, P.S. Samokhvalov, I.R. Nabiev, *KnE Energy*, **3**, 535 (2018).

ВЫСОКОУПОРЯДОЧЕННЫЕ ПЛЕНКИ НАНОКОМПОЗИТА ИЗ НАНОПЛАСТИН CdSe И ВОСТАНОВЛЕННОГО ОКСИДА ГРАФЕНА

Бабаев А.А, Черевков С.А, Соколова А.В., Дубовик А.Ю., Литвин А.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Создание функциональных слоев из различных наноматериалов необходимо для разработки устройств для приложений нанофотоники. В работе рассматривается создание высокоупорядоченных слоев из ковалентно связанных квантовых нанопластин CdSe и восстановленного оксида графена при помощи метода Ленгмюр-Блоджетт.

Квантовые нанопластины (НП) халькогенидов кадмия обладают уникальными физическими свойствами, которые выделяют их на фоне получивших широкое распространение квантовых точек (КТ) видимого диапазона, а именно крайне узкие полосы ФЛ, малый стоксов сдвиг и крайне высокое соотношение атомов, лежащих на поверхности, к общему количеству атомов материала [1]. Однако, создание упорядоченных слоев из НП является весьма сложной задачей вследствие стерического, электростатического и Ван-дер-Ваальсова взаимодействия между НП, что ведет к их агрегации и “стакингу” (stacking) в нанесенных слоях и коллоидном растворе [2]. Типичные пленки, полученные из коллоидных растворов квантовых НП, представляют собой неупорядоченный ансамбль из длинных “колонн”, образованных слипшимися по латеральным плоскостям НП.

Явление стакинга крайне негативно сказывается на свойствах НП, поскольку в подобных ансамблях НП наблюдается интенсивное диполь-дипольное взаимодействие, приводящее к тушению фотолюминесценции (ФЛ). Набор подходов для преодоления выше обозначенных явлений крайне ограничен. Например, широко практикуется использование избытка поверхностных лигандов в коллоидном растворе НП, что препятствует стакингу и позволяет получить слои из отдельно лежащих НП. Тем не менее, избыток лигандов приводит к крайне низкой проводимости слоев, что исключает их использование в большинстве приложений фотоники.

В данной исследовании мы использовали восстановленный оксид графена с НП CdSe толщиной в 3-4 монослоя для формирования ковалентно-связанного наноконкомпозита с использованием органического линкера – (3-меркаптопропил) триметоксисилана. Полученный наноконкомпозит наносился на подложки при помощи метода Ленгмюр-Блоджетт, в результате чего получался упорядоченный слой толщиной в несколько монослоев, что было подтверждено при помощи атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Грант № 19-13-00332)

1. E. Lhuillier, S. Pedetti, S. Ithurria, B. Nadal, H. Heuclin, B. Dubertret, *Acc. Chem. Res.*, **48**, 22–30, (2015).

2. A. Antanovich, A. Prudnikau, A. Matsukovich, A. Achtstein, M. Artemyev, *J. Phys. Chem. C*, **120**, 5764–5775, (2016).

РАСЧЁТ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ДВУМЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ СВОБОДНОЙ ФОРМЫ ДЛЯ ПРОТЯЖЁННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Бызов Е.В. *, Кравченко С.В. *, Досколович Л.Л. ***

* Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ
«Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

** Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

Представлен метод расчёта оптического элемента с двумя поверхностями свободной формы для создания распределений освещённости при протяжённом источнике излучения. Рассчитан элемент, формирующий распределение освещённости в квадратной области угловым размером 60° . Эффективность решения 89,6% при равномерности более 88%.

В настоящее время светоизлучающие диоды (СИД) заслуженно удерживают лидирующую позицию среди источников света на мировом рынке светотехнических устройств. Их применение предполагает использование так называемой вторичной (формирующей) оптики – преломляющих или отражающих оптических элементов, перераспределяющих излучённый источником световой поток в заданную область пространства. Одним из наиболее популярных типов светодиодов, используемых в задачах уличного и промышленного освещения, выступают так называемые «маломощные» светодиоды. Это связано с их малой стоимостью и высоким показателем световой отдачи. При производстве светотехнических устройств на основе таких СИД производители стараются обеспечить наиболее близкое расположение источников излучения друг к другу и зачастую сталкиваются с проблемой ограничения такого «уплотнения» из-за отсутствия вторичной оптики, которая была бы в соответствующей степени компактной и при этом обеспечивала бы требуемые световые характеристики. В таких задачах источник излучения уже не может рассматриваться как точечный. Поэтому для расчёта эффективных и компактных оптических элементов применение методов, основанных на приближении точечного источника, становится невозможным [1-2].

В настоящей работе представлен оптимизационный подход, позволяющий рассчитать оптические элементы с двумя поверхностями свободной формы из условия создания требуемого распределения освещённости для протяжённого источника излучения. Особенностью метода является простота реализации и скорость решения типовых задач светотехники. Поверхности оптического элемента аппроксимируются бикубическими сплайнами, параметры которых в дальнейшем оптимизируются градиентным методом [3]. Для быстрого и эффективного моделирования светового распределения, формируемого оптическим элементом, используется трассировка световых лучей методом Монте-Карло [4].

Рассмотрим преломляющий оптический элемент с показателем преломления n , ограниченный двумя поверхностями свободной формы (рис. 1). В начале координат расположен протяжённый источник света с функцией яркости $B(x, y, \varphi, \psi)$. Внутреннюю поверхность определим функцией радиус-вектора $\mathbf{R}(\varphi, \psi)$. В таком случае внешнюю зададим функцией $l(\varphi, \psi)$, определяющей расстояние от точки $\mathbf{R}(\varphi, \psi)$ внутренней поверхности до точки $\mathbf{M}(\varphi, \psi)$ внешней поверхности вдоль луча, вышедшего из источника и преломленного в точке $\mathbf{R}(\varphi, \psi)$. Так, задача расчёта оптического элемента сводится к нахождению скалярных функций $R(\varphi, \psi)$ и $l(\varphi, \psi)$ из условия формирования в выходной плоскости $z=f$ требуемого распределения освещённости $E_0(u, v)$.

Для расчёта начального приближения оптического элемента в настоящем методе предлагается использовать ранее предложенный авторами подход, то есть получить один или несколько его профилей путем решения соответствующих осесимметричных задач с помощью метода [5], а затем построить внутреннюю и внешнюю поверхности, содержащие полученные профили, параметризовав их с помощью бикубического сплайна.

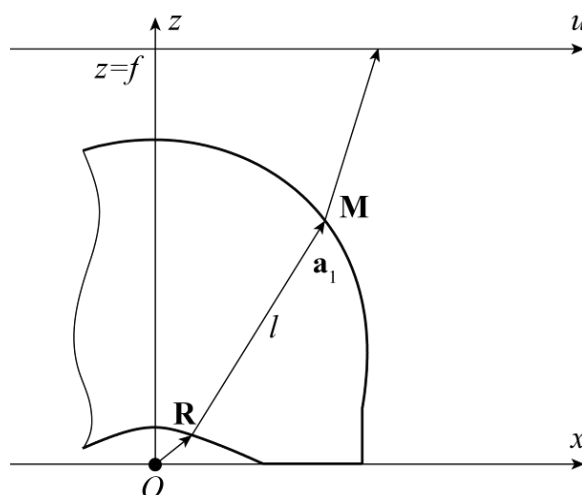


Рис. 1. Взаимное расположение источника, оптического элемента и выходной плоскости

Для обеспечения формирования требуемого распределения освещённости необходимо выполнить оптимизацию параметров сплайнов, которыми являются значения функций, описывающих внутреннюю или внешнюю поверхность, их первые производные по углам φ и ψ , а также вторая смешанная производная по φ и ψ .

В качестве функции ошибки выбрано относительное среднеквадратичное отклонение (ОСКО) формируемого распределения от заданного. Минимизация функции ошибки выполняется градиентным методом.

Таким образом, задача расчёта преломляющих поверхностей оптического элемента сводится к задаче минимизации ОСКО.

Метод, описанный выше, был реализован в программной среде Matlab®.

Был рассчитан оптический элемент, формирующий распределение освещённости в квадратной области угловым размером 60° , показатель преломления материала – $n=1,49$ (полиметилметакрилат). Источник – ламбертовский, размером $1 \times 1 \text{ мм}^2$. Форма оптического элемента представлена на рис. 2, а распределение освещённости в выходной плоскости, находящейся на расстоянии от источника $z=1000 \text{ мм}$, на рис. 3.

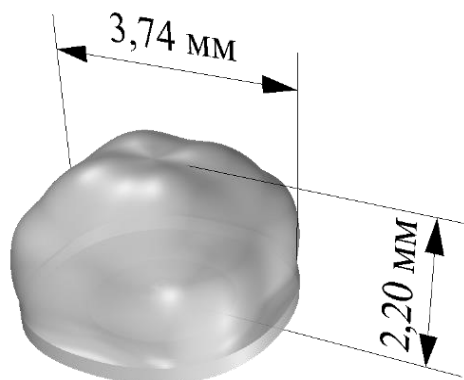


Рис. 2. Трёхмерный вид рассчитанного оптического элемента

Соотношение полной высоты оптического элемента к характерному размеру светодиода составило 1,57, что говорит о высокой степени компактности рассчитанной оптической системы светодиод-оптический элемент. При этом эффективность оптического элемента составила величину 89,6%, а отклонение формируемого распределения освещённости от равномерного менее 8%. Важно отметить, что эффективность 89,6 % соответствует величине, близкой теоретическому максимуму для материала с показателем преломления $n=1,49$, так как около 4% светового потока теряется на каждой из границ раздела сред материал-воздух.

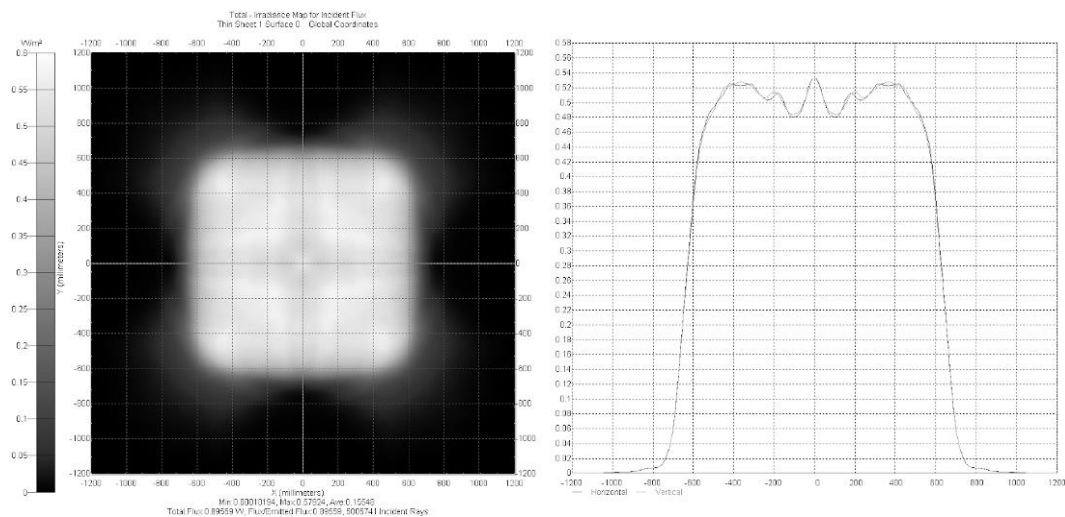


Рис. 3. Распределение освещённости, формируемое рассчитанным элементом при протяжённом источнике излучения размером 1×1 мм².

Таким образом, описанный метод позволяет рассчитывать компактные оптические элементы с двумя поверхностями свободной формы, с максимальной световой эффективностью (более 89%) и высокой точностью (ОСКО менее 8%) формирующие требуемые световые распределения. Результаты моделирования полностью подтверждают тот факт, что рассчитанный элемент обладает высокими рабочими характеристиками при его использовании с протяжённым источником излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-19-00326.

1. D. Ma, Z. Feng, R. Liang, *Appl. Opt.*, **54**, 2395-2399 (2015).
2. A. Bruneton, A. Bauerle, R. Wester, J. Stollenwerk, P. Loosen, *Opt. Express.*, **21(9)**, 10563-10571, (2013).
3. M.A. Moiseev, S.V. Kravchenko, L.L. Doskolovich, *Opt. Express.*, **22(S7)**, A1926-A1935, (2014).
4. N. Metropolis, S. Ulam, *J. Am. Stat. Assoc.*, **44(247)**, 335-341, (1949).
5. С.В. Кравченко, М.А. Моисеев, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, *КО*, **35(4)**, 467-472, (2011).
6. С.В. Кравченко, и др., [Электронный ресурс] Расчет осесимметричных оптических элементов с двумя рабочими поверхностями для протяженных источников излучения, труды "ФПО-2018". Режим доступа: http://conf-bpo.ifmo.ru/files/2018_materials.pdf (Дата обращения: 14.05.2020).

РАСЧЕТ ЗЕРКАЛ СВОБОДНОЙ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ МОНЖА-КАНТОРОВИЧА О ПЕРЕМЕЩЕНИИ МАСС И ЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧИ О НАЗНАЧЕНИЯХ

Досколович Л.Л.^{*,**}, Быков Д.А.^{*,**}, Андреев Е.С.^{*}, Бызов Е.В.^{*},
Моисеев М.А.^{*}

* Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ
«Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

** Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

Рассмотрен метод расчета отражающих поверхностей для формирования заданных распределений освещенности в дальней зоне. Метод расчета основан на формулировке задачи поиска интегрируемого лучевого отображения, которая сводится к задаче Монжа-Канторовича перемещения масс. С помощью предложенного метода была рассчитана отражающая поверхность, формирующая равномерное распределение освещенности в прямоугольной области с угловыми размерами $30^\circ \times 15^\circ$. Отражающий оптический элемент было изготовлено методом фрезеровки и экспериментально исследовано на гониофотометрическом стенде.

Задача расчёта преломляющей или отражающей оптической поверхности из условия формирования заданного распределения освещённости в некоторой области относится к классу обратных задач неизображающей оптики и является крайне сложной. В случаях, когда влиянием размеров источника излучения можно пренебречь, обратная задача сводится к решению нелинейного дифференциального уравнения в частных производных эллиптического типа (типа уравнения Монже-Ампера) [1]. Решение этого НДУ является сложной теоретической и вычислительной задачей.

В ряде случаев, задачу расчета оптического элемента удастся представить в виде задачи Монжа–Канторовича о перемещении масс (ЗПМ) со специальной функцией стоимости [2–4]. Для получения решения в виде функции лучевого отображения, ЗПМ записывается в дискретной форме как линейная задача о назначениях (ЛЗН) [6]. Применение данного подхода было описано в ряде работ [3-4], тем не менее так и не было исследовано применение ЛЗН-подхода в задаче расчета отражающих оптических элементов, а также не было представлено результатов экспериментальной реализации таких оптических элементов.

В настоящей работе рассмотрено применение ЛЗН-подхода в задаче расчета отражающих оптических элементов, формирующих заданные распределения освещенности в дальней зоне. Впервые представлены экспериментальные результаты по изготовлению и исследованию отражающего оптического элемента, формирующего постоянную освещенность в прямоугольной области [5].

Рассмотрим отражающую оптическую поверхность свободной формы, формирующую заданное распределение освещенности (рис. 1). Излучение от точечного (безразмерного) источника излучения O падает на отражающий оптический элемент. Задача состоит в расчете отражающей поверхности, обеспечивающей формирование в области T в плоскости $x_1 = f_0$ заданного распределения освещенности E . Под освещенностью понимается отношение светового потока, падающего на элемент поверхности, к площади этого элемента.

Отражающую поверхность представим в виде огибающей двухпараметрического семейства параболоидов вращения, у которых положения фокусов совпадают с точечным источником O , а направления осей задаются векторами, направленными на точки в области T .

В работе [2] показано, что в рассматриваемой задаче расчета отражающей поверхности расчет интегрируемого лучевого отображения $\mathbf{t} = \gamma(\mathbf{e}_\perp)$, удовлетворяющего закону сохранения светового потока, может быть сведен к решению задачи Монжа—Канторовича о перемещении

масс (ЗПМ) со следующей функцией стоимости: $K(\mathbf{e}_\perp, \mathbf{t}) = -\log\{1 - \vec{e}(\mathbf{e}_\perp) \cdot \vec{p}(\mathbf{t})\}$. Интегрируемое лучевое отображение $\mathbf{t} = \gamma(\mathbf{e}_\perp)$ находится из решения ЛЗН.

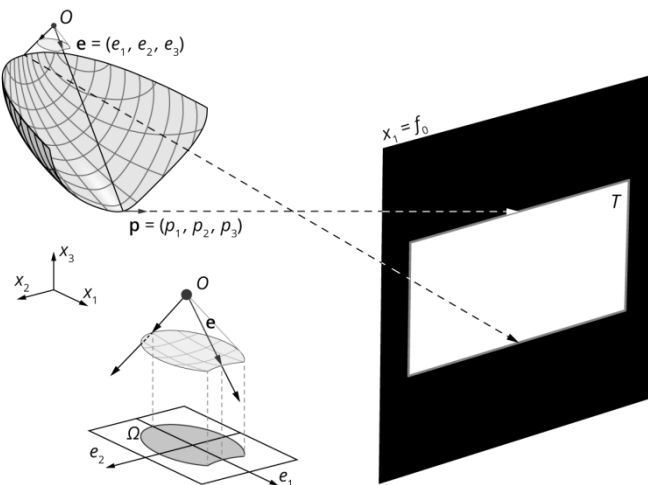


Рис. 1. Взаимное расположение источника излучения, отражающей поверхности и выходной плоскости

Подробное описание процесса восстановления оптической поверхности по лучевому отображению приведено в предыдущих работах [4-5]. Важно отметить, что описанный ЛЗН-метод позволяет рассчитывать отражающие оптические элементы, реализующие не только гладкие отображения $\mathbf{t} = \gamma(\mathbf{e}_\perp)$, но и отображения, имеющие разрывы на множестве меры нуль [4-5].

Используя описанный метод, была рассчитана отражающая поверхность для формирования постоянного распределения освещенности в прямоугольной области с угловыми размерами $30^\circ \times 15^\circ$ (рис. 2). Расчет производился для ламбертовского источника излучения. Для проверки работоспособности метода отражающая поверхность была промоделирована в коммерческом программном обеспечении TracePro.

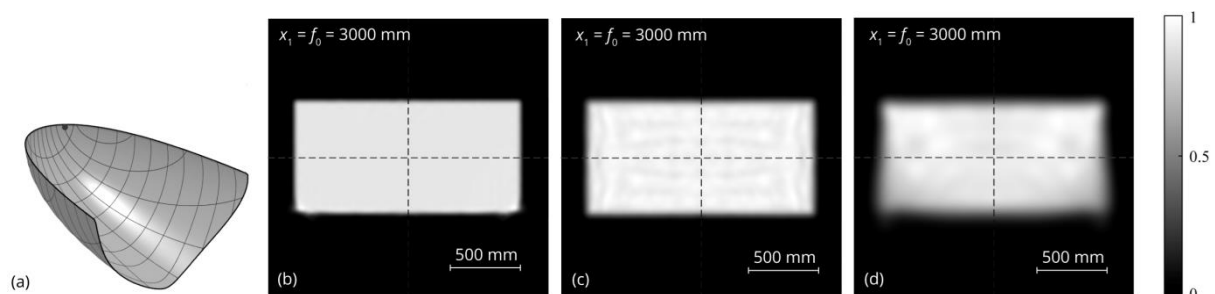


Рис. 2. (а) Отражающая поверхность формирующая постоянное распределение освещенности в прямоугольной области с угловыми размерами $30^\circ \times 15^\circ$. (б) Расчетное распределение освещенности. (с) Результаты моделирования в программе TracePro. (д) Результаты моделирования в программе TracePro при протяженном источнике в виде светодиода Cree XP-C ($3,45 \times 3,45 \text{ мм}^2$)

Расчитанный отражающий оптический элемент на рис. 2а был изготовлен методом фрезеровки на трёхосевом обрабатывающем центре Haas Minimill (Рис. 3). В качестве заготовки использовался дюралюминиевый пруток.

Для измерения распределения освещенности, формируемого изготовленным отражающим оптическим элементом, использовался гониофотометрический стенд. На рис. 3б представлены измеренные центральные сечения формируемого отражающей поверхностью светового распределения и, для сравнения, графики центральных сечений, полученные при численном моделировании (см. рис. 2д). Для визуальной оценки равномерности формируемого светового распределения, оно было зарегистрировано на экране, расположенном на расстоянии 3000 мм от отражающей поверхности (рис. 3с). Из рис. 3 видно, что результаты экспериментальных измерений находятся в хорошем соответствии с результатами численного моделирования.

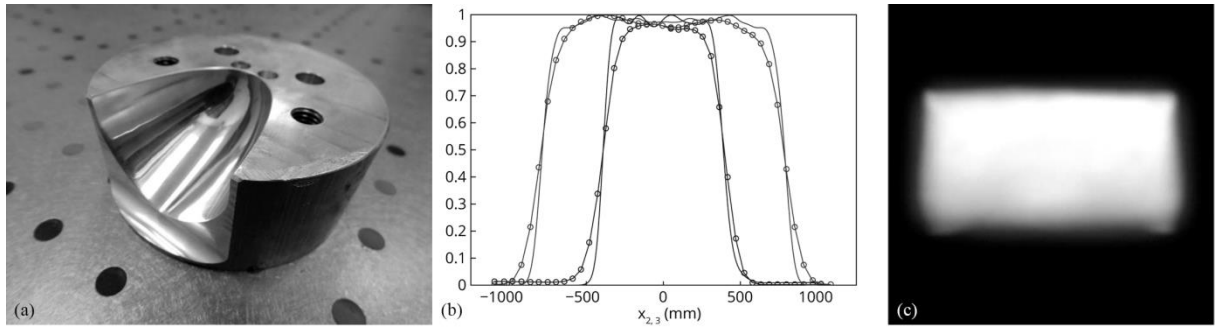


Рис. 3. (а) Фотография изготовленного оптического модуля. (б) Результаты измерения на гониофотометрическом стенде (измерения - линии с окружностями, численное моделирование - непрерывные линии). (с) Фотография формируемого изготовленным модулем светового пятна

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №18-19-00326) в части расчета, изготовления и исследования зеркала в оптическом эксперименте и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части численного моделирования работы зеркал.

1. R. Wu, L. Xu, P. Liu, Y. Zhang, Z. Zheng, H. Li, X. Xiu, *Optics Letters*, **38**, №2, 229–231, (2013).
2. T. Glimm, V. Olikier, *J. of Math. Sciences*, **117**, №3, 4096–4108, (2003).
3. L.L. Doskolovich, A.A. Mingazov, D.A. Bykov, E.S. Andreev, E.A. Bezus, *Opt. Exp.*, **25**, №22, 26378–26392 (2017).
4. L.L. Doskolovich, D.A. Bykov, A.A. Mingazov, E.A. Bezus, *Opt. Exp.*, **27**, №9, 13083–13097, (2019).
5. Е.С. Андреев, Е.В. Бызов, Д.А. Быков, М.А. Моисеев, Н.Л. Казанский, Л.Л. Досколович, *Computer Optics*, **44**, №4, 540–546, (2020).
6. J. Munkres, *J. Soc. for Ind. Appl. Math.* **5**, №1, 32–38 (1957).

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

Горбач Д.В., Василенок Г.Д., Ивакин Е.В., Никируй Л.И.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

*Прикарпатский национальный университет

им. В. Стефаника, Ивано-Франковск, Украина

Методом пространственно-модуляционной спектроскопии проведены исследования факторов, вносящих погрешности в измерения тангенциальной температуропроводности χ тонких пленок на подложке. Предложены способы снижения влияния подложки и вклада окружающего воздуха на регистрируемые параметры, а также методика определения температуры образца.

Материалы, характеризующиеся высокими концентрацией носителей заряда, коэффициентом термо-ЭДС и относительно низкой теплопроводностью являются перспективными для термоэлектрических приложений [1, 2]. Обладающие такими характеристиками соединения на основе халькогенидов свинца открывают широкие возможности для создания современных термоэлектрических преобразователей тепловой энергии. Разработка новых элементов в виде тонких пленок на базе соединения PbTe с различными примесями, нанесенными на подложки, требует развития методов контроля термоэлектрических характеристик создаваемых материалов. Одним из таких методов является метод пространственно-модуляционной спектроскопии (метод динамических решеток (ДР)). В настоящей работе изучено влияние контактирующих сред на процесс теплопереноса в системе пленка-подложка, а также предложена методика определения температуры пленки при измерении.

Время жизни ДР исследуемой пленки пропорционально квадрату ее пространственного периода Λ . Когда это время достаточно велико, тепло успевает дойти до подложки и оказать на нее тепловое воздействие. В предельном случае, когда $\Lambda \gg \pi d$, где d – толщина пленки, кинетика тепловой релаксации почти не зависит от свойств пленки, а в основном определяется тепловыми параметрами подложки. В другом предельном случае, когда $\Lambda < \pi d$, подложка не влияет на кинетику тепловой релаксации.

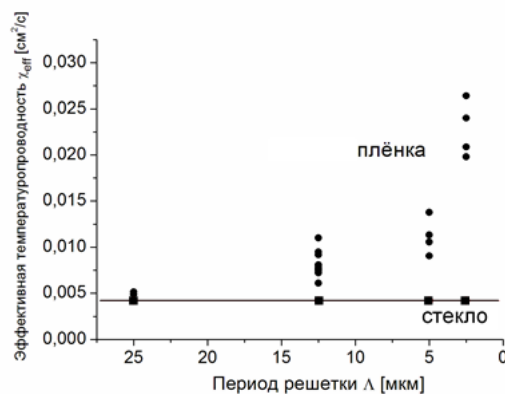


Рис. 1. Зависимость эффективной температуропроводности системы пленка- подложка от периода ДР

Для иллюстрации зависимости $\chi(\Lambda)$ на рис. 1. приведен результат исследования пленки алмазоподобного углерода толщиной 0,2 мкм на стеклянной подложке. Согласно графику, эффективная температуропроводность растёт с уменьшением Λ , и в пределе при $\Lambda \rightarrow 0$ должна достигнуть истинной температуропроводности пленки, величина которой лежит в диапазоне 0,03-0,04 см²/с. На этом же рисунке приведена температуропроводность стеклянной подложки. Видно, что результат по стеклу не зависит от Λ и соответствует материалу подложки.

Вследствие передачи части поглощенной пленкой энергии в прилегающий слой воздуха в нем, при соблюдении условий адиабатичности нагрева, формируются одновременно тепловая и

акустическая решетки. Однако при тестировании пленок на основе PbTe с заметно меньшим значением χ по сравнению с воздухом его влиянием можно пренебречь, так как сигнал дифракции на воздушной решетке присутствует только в самом начале регистрируемой кинетики.

Акустические осцилляции в сигнале дифракции, вызванные присутствием воздуха, имеют период более чем на порядок меньше времени жизни ДР, что позволяет эффективно их отфильтровывать. Вместе с тем, присутствие акустической волны в контактирующем тонком приграничном слое воздуха может быть использовано для определения температуры пленки. Широко известно, что скорость распространения ультразвука V в воздухе линейно растет с температурой в диапазоне до 400 К. Тогда по частоте осцилляций сигнала дифракции и пространственному периоду динамической решетки можно определить скорость звука и, используя график $V(T)$, определить температуру образца в зоне возбуждения. Такой принцип температурной оценки пленки основан на предположении, что температура приграничного слоя воздуха, толщина которого не более 10 мкм, близка к температуре пленки.

Для иллюстрации сказанного выше на рис. 2 приведена типичная кинетика сигнала дифракции, полученного в результате возбуждения тонкой пленки PbTe:Bi толщиной 1 мкм на слюде. Период решетки 41,7 мкм. Частота акустических колебаний, полученная Фурье-преобразованием полученной кинетики равна 8,32 МГц. Произведение частоты и пространственного периода решетки дает скорость распространения ультразвука в воздухе. В данном случае $V = 347$ м/с. В соответствии с линейной зависимостью скорости звука в воздухе от его температуры, представленной на рис. 3, находим, что температура пленки T равна около 300 К. Это значение следует рассматривать как среднее по пятну зондирования и толщине пленки. При увеличении энергии накачки вдвое скорость распространения ультразвука возросла до 368 м/с, что соответствует увеличению температуры воздуха, а, следовательно, и пленки до 330 К.

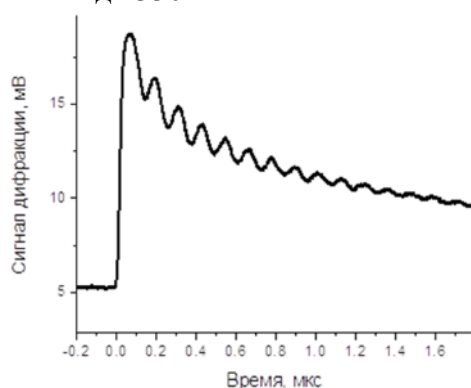


Рис. 2. Кинетика дифракции зондирующего пучка

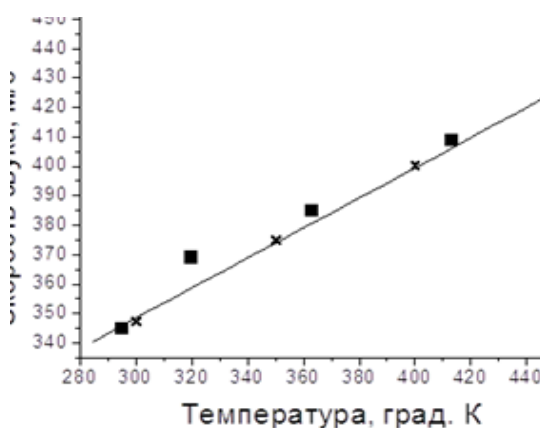


Рис. 3. Температурная зависимость скорости звука
■ - эксперимент, × - справочные точки

Таким образом, показано, что путем несложных операций фильтрации над зарегистрированной кинетикой дифракции возможно избежать влияния подложки и окружающего воздуха на результат тестирования. В то же время использование акустической компоненты позволяет оценить температуру исследуемого образца в момент измерения.

1. А.В. Дмитриев, И.П. Звягин. *УФН*, 180, № 8, С. 821-837, (2010).
2. I. Lubomirsky, O. Stafsudd. *Rev. Sci. Instrum.*, 83, 051101, (2012).

РАДИАЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НАД ДВУМЕРНОЙ ПЛАЗМОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Кучеренко М.Г., Русинов А.П.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Произведены расчеты характеристик ближнего поля электронно-возбужденных молекул, размещенных над поверхностью регулярной квазидвумерной решетки из сферических плазмонных наночастиц. Обсуждаются наблюдаемые изменения в спектрах люминесценции системы и частотных зависимостях скорости безызлучательного переноса энергии между ее компонентами, вызванные влиянием плазмонной решетки

Регулярные пространственные структуры составленные из плазмонных наночастиц различной геометрии обладают уникальными оптическими характеристиками, что предполагает их использование в перспективных устройствах нанофотоники, биосенсорике и других приложениях. Наряду с экспериментальными техниками получения таких систем развиваются и теоретические подходы, позволяющие вычислять их основные электродинамические параметры.

В работах [1-2] предложена простая модель, позволяющая производить расчет локального поля квазидвумерной решетки гексагональной симметрии, состоящей из плазмонных наносфер. Выбранная для расчета часть решетки включала в себя две первые координационные сферы – т.е. ближайшие к произвольному узлу решетки частицы (рис. 1), влияние более удаленных от него элементов предполагалось малым.

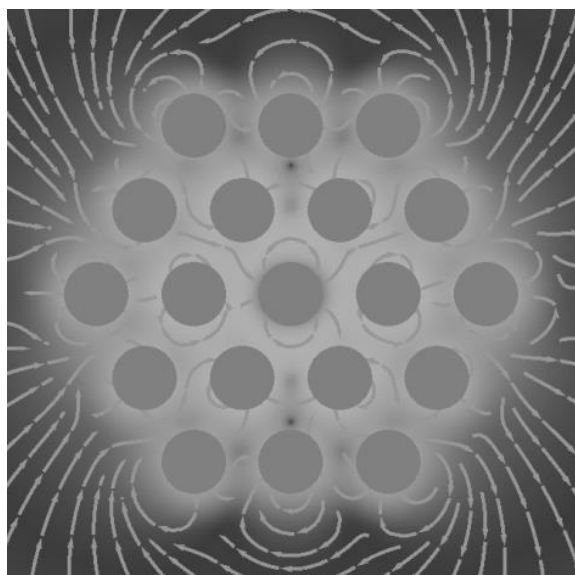


Рис. 1. Моделируемая часть решетки из двух координационных поясов и структура ближнего поля в плоскости слоя

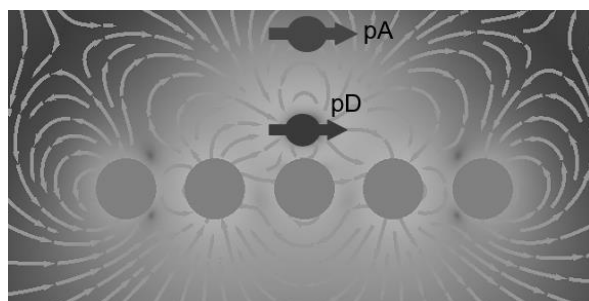


Рис. 2. Расположение молекул донора и акцептора над плоскостью решетки и структура результирующего поля в сечении, перпендикулярном решеточному слою

Тогда тензор эффективной поляризуемости фрагмента решетки, включающего в себя взаимодействующие поляризованные наночастицы двух первых координационных сфер, записывается в виде [1]

$$\tilde{\alpha}_{eff}(\omega) = \left[\tilde{\mathbf{I}} - \alpha_0(\omega) \sum_{j=1}^N \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_j) \right]^{-1} \alpha_0(\omega), \quad (1)$$

$$\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{r^3} \left[3(\mathbf{r} \otimes \mathbf{r}) / r^2 - \vec{\mathbf{I}} \right], \quad \alpha_0(\omega) = R^3 \frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_2},$$

где $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r})$ – диадическая функция Грина квазистатического поля дипольного источника, рассчитываемая в плоскости решеточного слоя; $\alpha_0(\omega)$ – дипольная поляризуемость отдельной наночастицы радиуса R ; $\varepsilon_1(\omega)$, ε_2 – диэлектрические проницаемости металла наночастицы и окружающей среды, соответственно.

При расположении электронно-возбужденной молекулы с дипольным моментом перехода \mathbf{p}_D вблизи решеточной наноструктуры потенциал результирующего поля системы и его напряженность $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в произвольной точке \mathbf{r} вне плоскости слоя может быть представлен следующей решеточной суммой

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{p}_D \mathbf{r}}{r^3} + \sum_{j=1}^M \tilde{\alpha}_{eff}(\omega) \mathbf{p}_D \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_j) \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3}, \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla \varphi(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Расчеты на основе модели (1)-(2) показали, что структура формируемого системой поля обладает выраженной зависимостью от ориентации дипольного момента молекулы донора относительно плоскости слоя (рис. 3, кривые 1 и 2). Для сравнения на рис. 3 (кривая 3) показан спектр интенсивности ближнего поля системы «диполь-наноплазмон». Отчетливо видно, что в системе «молекула-решетка» максимум кривой (плазмонный резонанс) сдвигается в сторону меньших частот в случае продольной ориентации диполя (рис. 3, кривая 1), и в сторону больших частот – при поперечной ориентации.

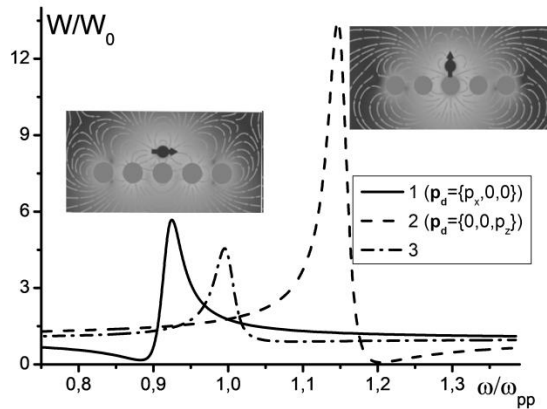


Рис. 3. Частотные зависимости интенсивности W ближнего поля системы «решетка-молекула» при различных ориентациях диполя относительно плоскости решетки. 1) параллельной; 2) перпендикулярной; 3) спектр интенсивности поля системы «диполь – отдельный плазмонный наносфера» с углом ориентации $\alpha = \pi/4$

Представляя форму линии радиационного спектра молекул донора в виде лоренцевой кривой с характерной частотой ω_D , можно оценить влияние плазмонной нанорешетки на формирование результирующего спектра люминесценции системы, частотные зависимости скорости безызлучательного донор-акцепторного переноса энергии и переноса энергии донора на плазмонные моды решетки (металлическое тушение). На рис. 4 видно, что в присутствии нанорешетки лоренцев контур молекулярной люминесценции донора приобретает дополнительный максимум, в случае продольной ориентации донорного диполя, в низкочастотной области от полосы молекулярного перехода, а при поперечной ориентации диполя – в области больших частот. При этом положение и интенсивность дополнительного пика определяются параметрами именно плазмонной подсистемы: частотой резонанса, геометрическими параметрами решетки и др. На рис. 5 показан сдвиг дополнительного спектрального пика в зависимости от отношения периода решетки к радиусу наносфер; из

рисунка следует, что расщепление выражено тем сильнее, чем более плотной является упаковка решетки.

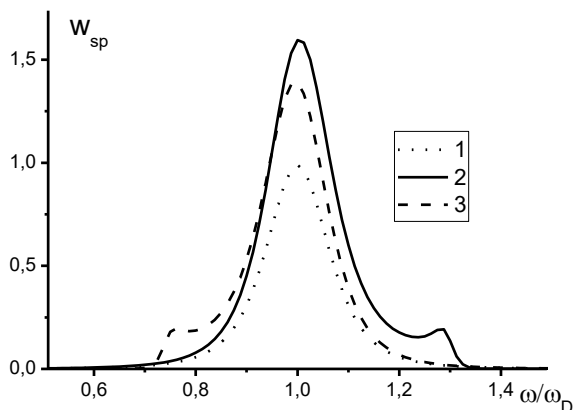


Рис. 4. Радиационные спектры: 1) уединенной молекулы донора; 2) системы «молекула-решетка» при продольной ориентации диполя 3) системы «молекула-решетка» при поперечной ориентации диполя

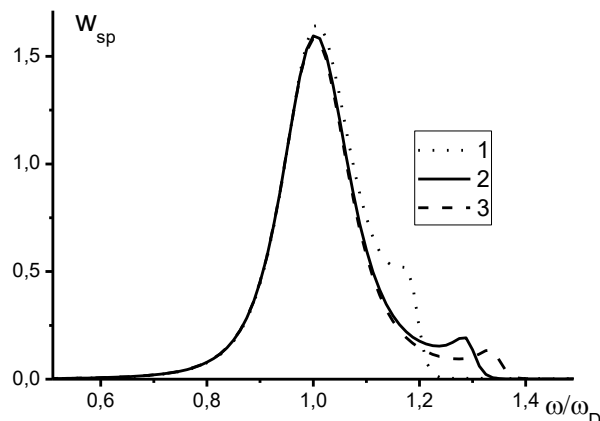


Рис. 5. Частотная зависимость вероятности спонтанных переходов в системе «решетка-молекула» при различных отношениях d/R периода решетки к радиусу наносфер 1) 3; 2) 2.5; 3) 2.2

Аналогичный эффект можно наблюдать на частотных зависимостях скорости безызлучательной передачи энергии от молекулы донора к решетке (рис. 6), причем интенсивность плазмонной полосы в этом случае существенно выше. Было установлено, что плазменная решеточная подсистема также влияет на скорость межмолекулярного безызлучательного донор-акцепторного переноса энергии. Так, из рис. 7 можно видеть, что ускорение $D-A$ переноса имеет место в полосах плазменных резонансов решетки, а вне этих полос безызлучательный перенос энергии, наоборот, подавлен.

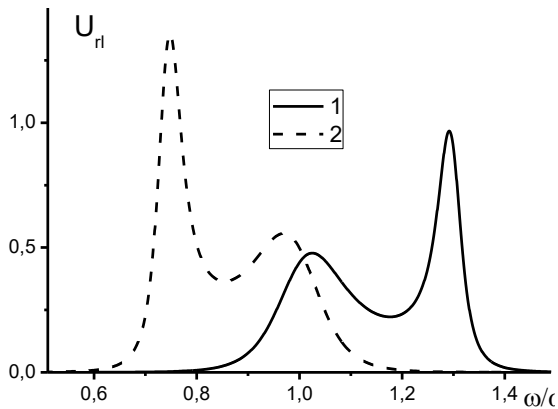


Рис. 6. Частотные зависимости скорости безызлучательного переноса энергии от молекулы донора к решетке для различных ориентаций донорного диполя: 1) поперечной 2) продольной

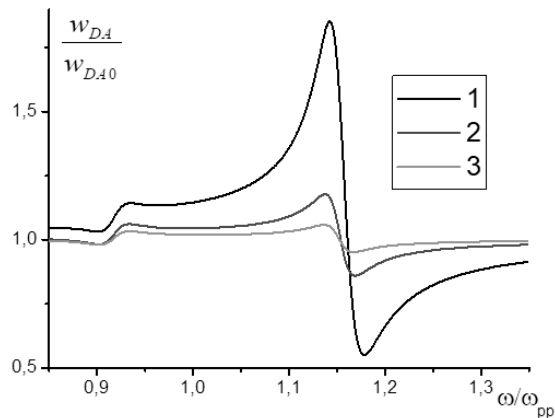


Рис. 7. Частотные зависимости скорости межмолекулярного безызлучательного $D-A$ переноса энергии над плазмонной решеткой, по отношению к скорости переноса в уединенной донор-акцепторной паре при различных расстояниях R_{DA} : 1 – 1.5R, 2 - 2R и 3 – 2.5R

1. М.Г. Кучеренко, А.П. Русинов, Н.Х. Ибраев, Е.В. Селиверстова, *Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент : материалы 11 Междунар. науч. конф.*, с. 128-133. (2019).

2. M.G. Kucherenko, A.P. Rusinov, D.A. Kislov, *VII International Conference on Photonics and Information Optics*, pp. 173-189. (2018).

АНИЗОТРОПИЯ УСАДКИ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФОТОПЛОИМЕРАХ

Борисов В.Н., Лесничий В.В.*, Окунь Р.А.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, Germany

** Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Приведены и проанализированы результаты эксперимента по определению направления и величины анизотропной усадки на фотополимерных образцах. Результаты позволяют оценить зависимость направления усадки как от критерия Клейна, так и от величины наведённой периодической неоднородности.

Ранее мы сообщали о разработке феноменологической двумерной модели, рассматривающей усадку в качестве векторной величины, действующей на элементарную площадку фотополимеризующегося материала [1]. В данном сообщении модель получает более развёрнутую экспериментальную апробацию и позволяет сделать выводы о зависимости характерных параметров усадки от параметров записи тестовых голограмм.

Таблица. Результаты

W (мВт/см ²)	Результаты		
	8	80	
d = 5 мкм	n	0,976±0,001	0,976±0,002
	D	9±1%	50±3%
d = 16 мкм	n	0,975±0,001	0,973±0,001
	D	22±3%	52±2%

Результаты, представленные в Таблице, свидетельствуют в пользу того, что усадка (характеризуется степенью усадки n) в исследуемом материале направлена преимущественно по толщине d (геометрический вклад). Кроме этого традиционного результата, однако, можно заметить ещё и то, что угол наклона пропускающей решётки уменьшается с увеличением плотности мощности излучения (W). Такая тенденция говорит о стремлении преимущественного направления усадки в сторону вектора решётки с увеличением плотности мощности (вклад решётки D). Такой же вывод можно сделать и по анализу вклада направления относительно вектора решётки при одинаковых плотностях мощности касательно увеличения толщины образца. В последнем случае, однако, видно, что вклад решётки увеличивается тем более явно с увеличением толщины, чем меньше плотность мощности записывающего излучения. Полученные результаты указывают на анизотропную природу усадки в исследованном материале, а также о зависимости её направления от величины вызванных записью периодических пространственных неоднородностей в объёме материала.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-01048. Работа выполнена при поддержке Министерства Науки и Высшего образования России в рамках научно-исследовательского проекта № 2019-1080.

1. В.Н. Борисов, Р.А. Окунь, Л.Н. Бородин, В.В. Лесничий, *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **20**, №3, 307-317, (2020).

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ: ВЛИЯНИЕ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ

Сидоров А.И. ***, Кирпиченко Д.А. ***,
Юрина У.В. ***, Подсвиров О.А. ***

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский Электротехнический Университет «ЛЭТИ»,
Санкт-Петербург, Россия

***Санкт-Петербургский Политехнический Университет,
Санкт-Петербург, Россия

Методами спектроскопии комбинационного рассеяния показано, что облучение кварцевого стекла электронами с энергией 50 кэВ вызывает разрушение силоксановых колец в сетке стекла. Увеличение дозы сопровождается их восстановлением и дальнейшими необратимыми разрушениями структуры стекла. Проведено сравнение результатов с аналогичными результатами для кристаллического кварца.

Электронное облучение электронами относительно низких энергий (<100 кэВ) является эффективным инструментом для локальной модификации оптических свойств оптических материалов, таких как стекла и кристаллы [1]. Под поверхностью металлосодержащих стекол и кристаллов могут быть сформированы металлические наночастицы [2, 3], могут быть записаны оптические волноводы. Облучение электронным лучом может приводить к усилению нелинейно-оптических свойств стекол [4]. Достоинством метода является возможность фокусировки электронного луча в пятно, размером менее 10 нм.

Основными процессами, происходящими при электронном облучении, являются формирование области отрицательного заряда под поверхностью стекла, полевая миграция подвижных положительных ионов металла в отрицательно заряженную область и пространственному перераспределению компонентов стекла и, наконец, разрыв химических связей сетки стекла быстрыми электронами. В результате возникают структурные дефекты, происходит изменение механических свойств стекла. Для изучения последнего процесса наиболее удобным объектом является чистое кварцевое стекло.

В экспериментах были использованы полированные пластины из оптического кварцевого стекла КУ-2, размерами 15×15 мм² и толщиной 3 мм. Облучение проводилось на сканирующем электронном микроскопе JEVD-2 с энергией электронов $E = 50$ кэВ и дозами облучения $D = 5-80$ мКл/см² при комнатной температуре. Спектры комбинационного рассеяния измерялись с помощью спектрометра-микроскопа inVia Raman (Renishaw) при комнатной температуре. Так как некоторые типы радиационных дефектов нестабильны, спектральные измерения проводились в течение нескольких дней после облучения.

Для малых доз 0-5 мКл/см² происходит уменьшение интенсивности полос в максимумах (рис. 1). Для $D = 10-40$ мКл/см² происходит увеличение интенсивности полос с увеличением дозы облучения. Облучение с $D = 10$ мКл/см² приводит к появлению новой полосы на $\nu = 375$ см⁻¹. Для $D = 40$ мКл/см² интенсивность полос в максимуме возвращается к исходному состоянию. Для доз, превышающих 40 мКл/см², интенсивность полос уменьшается при увеличении дозы облучения. Изменения интенсивности полос сопровождаются спектральным сдвигом их максимумов. Зависимости интенсивности полос от дозы облучения для $\nu = 465$ см⁻¹ и 420 см⁻¹ совпадают (рис. 3).

На рисунке 2 показаны спектры комбинационного рассеяния в интервале частот 700-1300 см⁻¹. Здесь присутствуют как минимум 6 полос различной интенсивности. Это говорит о наличии в кварцевом стекле нескольких типов дефектов [5]. Доза облучения влияет на все полосы, изменяя их интенсивность, и может приводить к их спектральному сдвигу.

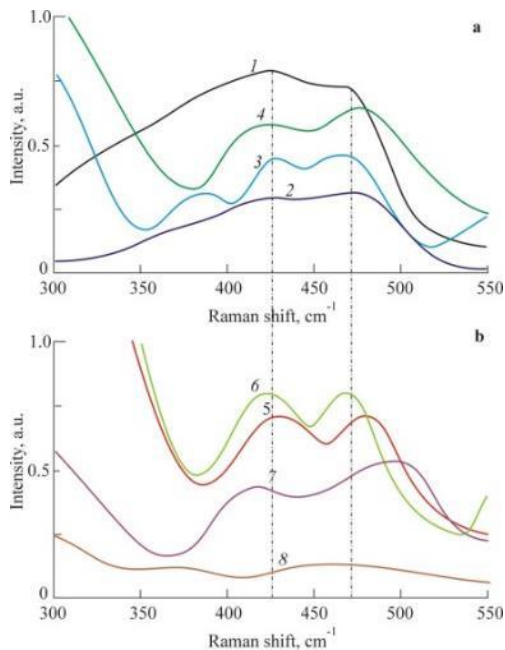


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния кварцевого стекла в интервале частот 300-550 cm^{-1} . а: Дозы облучения D в $\text{мКл}/\text{см}^2$: 1 – 0, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 15; б: Дозы облучения D в $\text{мКл}/\text{см}^2$: 5 – 30, 6 – 40, 7 – 60, 8 – 80

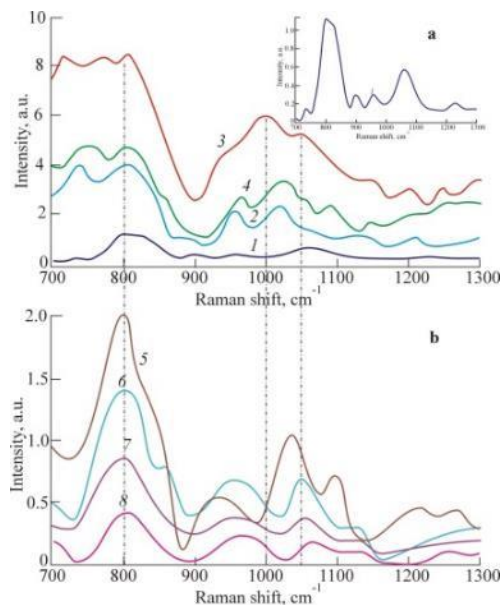


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния кварцевого стекла в интервале частот 700-1300 cm^{-1} . а: Дозы облучения D в $\text{мКл}/\text{см}^2$: 1 – 0, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 15. На вставке – кривая 1; б: Дозы облучения D в $\text{мКл}/\text{см}^2$: 5 – 30, 6 – 40, 7 – 60, 8 – 80

Из рисунка 3 видно, что увеличение дозы облучения от 0 до 10 $\text{мКл}/\text{см}^2$ приводит к значительному увеличению интенсивности. Дальнейшее увеличение дозы сопровождается уменьшением интенсивности для всех трех полос. Амплитуды полос для $D = 80 \text{ мКл}/\text{см}^2$ меньше, чем амплитуды аналогичных полос до электронного облучения.

Для сравнения проведено облучение кристаллического α -кварца при таких же условиях. Электронное облучение кристаллического кварца приводит к уменьшению интенсивности полосы при увеличении дозы облучения (рис. 4). Наиболее существенные изменения амплитуды полосы происходят для $D < 20 \text{ мКл}/\text{см}^2$.

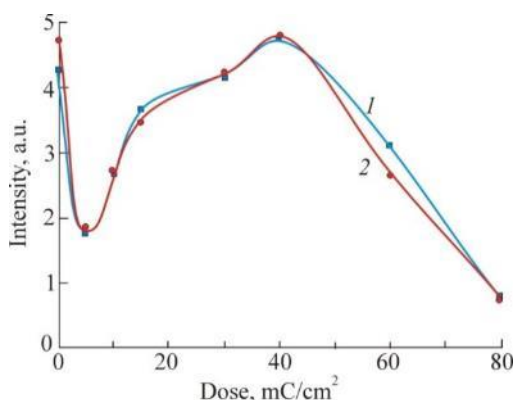


Рис. 3. Влияние дозы облучения на интенсивность полос на $\nu = 465 \text{ см}^{-1}$ (1) и 420 см^{-1} (2)

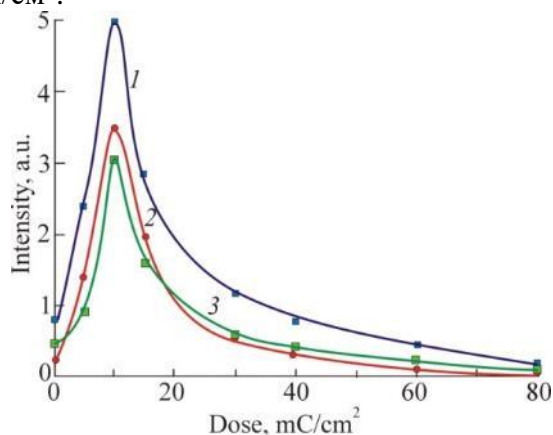


Рис. 4. Влияние дозы облучения на интенсивность полос на $\nu = 800$ (1), 1000 (2), 1075 см^{-1} (3)

Для малых доз облучения концентрация образующихся радиационных дефектов мала, поэтому восстановление разрушенных силоксановых колец маловероятно. При увеличении дозы облучения концентрация силоксановых колец начинает расти. С увеличением дозы облучения растет концентрация радиационных дефектов, что упрощает восстановление силоксановых колец после облучения. При больших дозах ($>40 \text{ мКл}/\text{см}^2$) происходят необратимые разрушения структурных единиц сетки стекла, что делает восстановление силоксановых колец невозможным.

Влияние дозы облучения на интенсивность полосы комбинационного рассеяния на $\nu = 465 \text{ см}^{-1}$ для кристаллического кварца существенно отличается от аналогичной зависимости для кварцевого стекла, где интенсивность полосы уменьшается при увеличении дозы электронного облучения (рис. 3 и рис. 5). Это может быть связано с тем, что кристаллический кварц является более статичной системой, чем кварцевое стекло, и динамические процессы, включая восстановление силоксановых колец, после электронного облучения происходят в нем при комнатной температуре очень медленно. Слабое влияние электронного облучения на полосы связанные с дефектами в кварце вызвано различием типов радиационных дефектов, в сравнении с кварцевым стеклом.

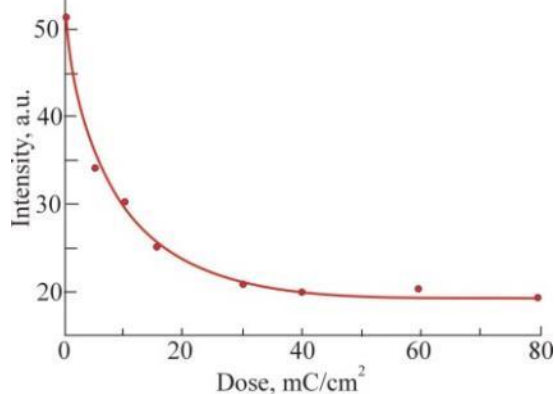


Рис. 5. Влияние дозы облучения на интенсивность полосы на $\nu = 465 \text{ см}^{-1}$ для кристаллического α -кварца

В исследованиях влияния электронного облучения на кварцевое стекло электронами [6] с энергией 2,5 МэВ наблюдались очень слабые структурные изменения в стекле после облучения. Это связано со слабым взаимодействием электронов высокой энергии со стеклом, они проходят сквозь него с малыми энергетическими потерями. Электроны с энергией 50 кэВ теряют всю свою энергию в слое стекла толщиной 25-30 мкм, и большая часть этой энергии расходуется на разрыв химических связей. Поэтому электронный луч с относительно малой энергией электронов является перспективным для локальной модификации свойств оптических материалов.

1. O.A. Podsvirov, et al., *Phys. Sol. State*, **Vol. 52**, 1906–1909, (2010).
2. E.S. Bochkareva, et al., *Plasmonics*, **Vol. 11**, 241-246, (2016).
3. E.S. Bochkareva, et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.*, **Vol. 403**, 1–6, (2017).
4. P.G. Kazansky, A. Kamal, P.S.J. Russell, *Opt. Lett.*, **Vol. 18**, 693–69, (1993).
5. G. Pacchioni, L. Skuja, D.L. Griscom, *NATO Science Series II.*, **V. 2**, (2000).
6. B. Boizot, et al., *J. Non-Cryst. Sol.*, **Vol. 325**, 22–28, (2003).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ФОСФАТОВ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ФТОРОФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ТУЛИЯ

Алхлеф А., Колобкова Е.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована серия фторофосфатных стекол, активированных фторидом тулия с различным содержанием фосфатов. Используя теорию Джадда-Офельта были рассчитаны параметры интенсивности и сравнивались с другими стеклами. Несколько радиационных характеристик перехода тулия ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ на 1,7 мкм было определено.

Среди различных стекол, фторофосфатные стекла считаются важными матрицами, имеющими низкую энергию фононов и высокую концентрацию легированных редкоземельных ионов. Благодаря их физическим свойствам – высокая прозрачность, низкие энергия фононов и нелинейный показатель преломления – они являются привлекательными материалами для оптических применений [1].

Целью настоящей работы является исследование спектрально-люминесцентных свойств фторофосфатных стекол состава $x\text{Ba}(\text{PO}_3)_2 - (99-x) (\text{AlF}_3 - \text{CaF}_2 - \text{MgF}_2 - \text{BaF}_2 - \text{SrF}_2) - 1\text{TmF}_3$ (где $x = 2; 5; 10; 20; 30$ мол.%) в зависимости от концентрации фосфатов.

Для расчета параметров Джадда-Офельта (Д-О) Ω_i , были использованы пять полос поглощения в диапазоне от 300 нм до 2000 нм за исключением полосы на 1,2 мкм.

Исследуемые тулиевые стекла обладают большими значениями параметра Ω_2 относительно значений Ω_4 и Ω_6 что указывает на большие степени ковалентности и асимметрии матрицы. Значение радиационного времени жизни метастабильного состояния 3F_4 рассчитанного по теории Д-О варьируется от 4,75 до 9,46 мс.

Для редкоземельного иона одним из основных тушителей люминесценции являются гидроксильные (ОН-) группы [2]. Спектр поглощения исходного фторофосфатного стекла в ИК-диапазоне, приведенный на рис. 1, указывает на отсутствие этих групп в используемых стеклах. Наличие этих групп в стекле можно оценить по полосе поглощения в районе 3000 нм.

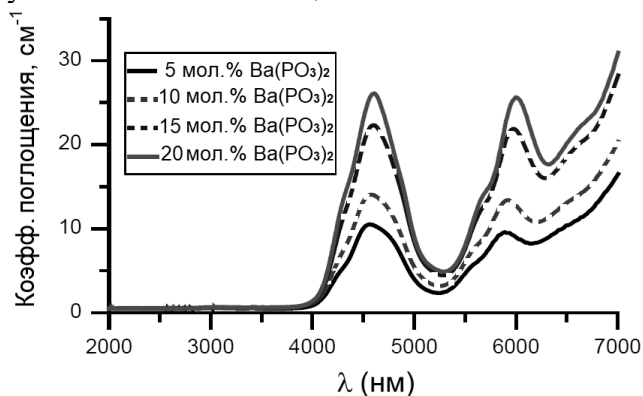


Рис. 1. Спектр поглощения исходного стекла в ИК диапазоне

В таблице показаны параметры Д-О для фторофосфатного стекла, активированного тулием вместе с результатами, представленными для силикатных и фосфатных стекол, легированных Tm^{3+} . Видно, что Ω_2 для изучаемых стекол меньше, чем в других стеклах, а Ω_6 больше, что указывает на то, что симметрия лигандов в фторофосфатных стеклах, легированных Tm^{3+} , может быть сильнее, чем в других стеклах и жесткость стеклянной матрицы, связанная с значением Ω_6 выше.

Сечение вынужденного излучения рассчитано по модифицированному методу соответствия для аморфных изотропных сред (ММС) по соотношению (1):

$$\sigma_{em}(\lambda) = \frac{\beta}{8\pi n^2 \tau_{rad} c} \frac{\exp(-hc / (kT\lambda))}{\int \lambda^{-4} \sigma_{abs}(\lambda) \exp(-hc / (kT\lambda)) d\lambda} \sigma_{abs}(\lambda). \quad (1)$$

Таблица. Параметры Ω_i (10^{-20} см²) для Tm³⁺ в различных стеклах

Стекло	Ω_2	Ω_4	Ω_6
Силикатное [3]	3.08	0.99	0.40
Фосфатное [4]	5.63	1.75	1.11
Фторофосфатное (настоящая работа)	2.14	1.80	1.15

Полученное сечение излучения для перехода ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ для образцов стекла представлено на рис. 2. Было замечено, что увеличения содержания фосфатов в стекле увеличивает сечение вынужденного излучения.

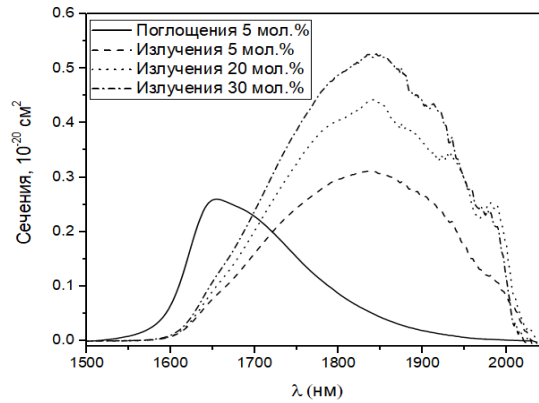


Рис. 2. Сечения вынужденного излучения для образцов стекла с 5, 20 и 30 мол.% Ba(PO₃)₂

Свойства оптического усиления, такие как коэффициент усиления $G(\lambda)$, непосредственно связаны с сечениями поглощения σ_{abs} и излучения σ_{em} . $G(\lambda)$ является функцией инверсии населенности, как показано в соотношении (2):

$$G(\lambda) = N[\gamma\sigma_{em} - (1-\gamma)\sigma_{abs}], \quad (2)$$

где γ - нормализованная населенность верхнего лазерного уровня, определяемая интенсивностью накачки.

На рис. 3 показан коэффициент усиления для перехода ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ в образце с 5 мол.% фосфатов, можно заметить, что коэффициент усиления имеет более широкую полосу по сравнению с силикатным стеклом [3].

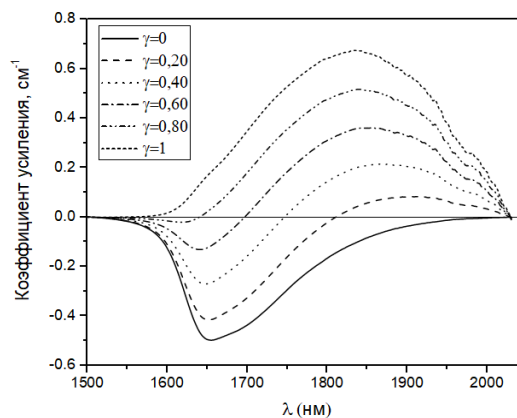


Рис. 3. коэффициент усиления стекла, содержащего 5 мол.% Ba(PO₃)₂

1. S. Tanabe, *Comptes Rendus Chimie*, **5**, №12, 815-824, (2002).
2. V.A. Aseev, N.V. Nikonorov, A.V. Chukharev, A.S. Rokhmin, A.K. Przhhevuskii, *J. Opt. Technol.*, **70**, №11, 778-781, (2003).
3. M. Li, G. Bai, Y. Guo, L. Hu, J. Zhang, *J. Lumin.*, **132**, №7, 1830-1835, (2012).
4. A. Kermaoui, F. Pellé, *J. Alloys Compd.*, **469**, №1-2, 601-608, (2009).

ERBIUM AND YTTERBIUM CO-DOPED FLUORIDE PHOTO-THERMO-REFRACTIVE GLASS AS A PROMISING LASER MATERIAL

Nasser K., Ivanov S.A., Aseev V.A., Nikonorov N.V., Ignatiev A.I.
ITMO University, St. Petersburg, Russia

Gain properties of fluoride photo-thermo-refractive glass co-doped with ytterbium and erbium were investigated. Laser action was demonstrated in room temperature. Erbium and ytterbium co-doped photo-thermo-refractive glass is a promising active medium for solid-state lasers.

Development of multifunctional optical materials is one of the key tasks of modern photonics. These materials allow to create devices with unique characteristics. Photo-thermo-refractive (PTR) glass activated by rare-earth ions has both holographic and laser properties [1, 2].

Sample was chosen to be with 0.1 mol% of erbium oxide and 2 mol% ytterbium oxide. This sample was demonstrated the best spectral-luminescent characteristics. The quantum efficiency was found to be about 95% and the energy transfer efficiency up to 86%.

In Fig. 1 the wavelength dependence of gain coefficient is shown as a function of the population inversion parameter γ . One can see that the spectrum is positive at wavelengths longer than 1536 nm when γ is larger than 0,5. The maximum value for the gain can be achieved in the case of full population inversion ($\gamma = 1$), in this case, the cross-section for stimulated emission is $0,6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. It should be noted that the spectrum was obtained theoretically using McCumber theory [3]

Fig. 2 shows the laser input-output characteristics of the studied element for two output couplers with 0,5% and 1% transmittance.

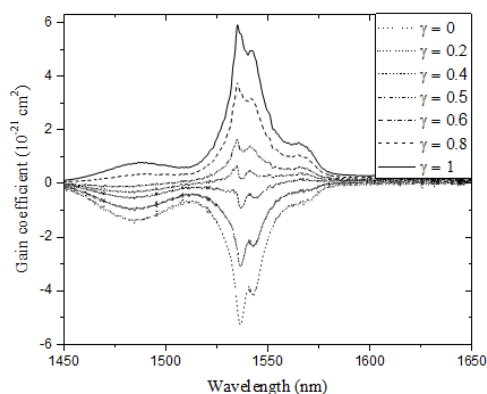


Fig. 1. Calculated gain spectrum of ytterbium and erbium co-doped fluoride PTR glass

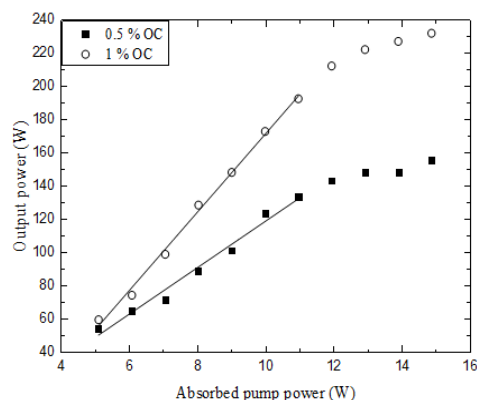


Fig. 2. Laser performance of ytterbium and erbium co-doped fluoride PTR glass with output coupling of 0.5%- and 1%-transmittance

Laser parameters were obtained from fitting the experimental measurements in Fig. 2 using Caird-plot method [4]. Laser operated at wavelength of 1575 nm due to reabsorption process. It was found that the round-trip losses in the studied active element are 0,28 %. That is a low value and indicates the good quality of the glass surface preparation of the active element.

From results obtained above one can see that the fluoride PTR glass doped with erbium ions co-doped with ytterbium is a promising laser material which can be used for further studies on producing distributed-feedback solid-state lasers due to its additional opportunity to record holograms in the volume of a gain element.

1. N. Nikonorov, V. Aseev, V. Dubrovin, A. Ignatiev, S. Ivanov, E. Sgibnev, *Springer*, **218**, 83-113, (2018).
2. A. Rysanyanskiy, N. Vorobiev, V. Smirnov, J. Lumeau, L. Glebova, O. Mokhun, C. Spiegelberg, M. Krainak, A. Glebov, L. Glebov, *Opt. Lett.*, **39**, №6, 2156–2159, (2014).
3. D.E. McCumber, *Phys. Rev.* **136**, №4A, 954–957 (1964).
4. J.A. Caird, S.A. Payne, P.R. Staver, A.J. Ramponi, L.L. Chase, W.F. Krupke, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, №6, 1077–1099, (1988).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СЕРЕБРЯНЫХ ИОНООБМЕННЫХ СЛОЁВ ХЛОРИДНОГО ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОГО СТЕКЛА

Марасанов Д.В., Семаан Р., Сгибнев Е.М., Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовано влияние кластеров и наночастиц серебра, сформированных в ионообменных слоях хлоридного фото-термо-рефрактивного стекла на их спектральные свойства. После УФ облучения и термообработки хлоридного ФТР стекла происходит формирование смешанных кристаллов AgCl/NaCl.

Исследование спектральных свойств ионообменных слоёв фото-термо-рефрактивного (ФТР) стекла представляет огромный практический интерес, например, для формирования фоточувствительного волноводного слоя. Примером применения такого слоя является ввод излучения в системы дополненной и виртуальной реальности. УФ излучение позволяет записывать решетки в ФТР стекле изменением показателя преломления.

Целью данной работы было исследование спектральных свойств молекулярных кластеров или наночастиц серебра в хлоридных ФТР стёклах.

В работе были изучены ФТР стекла на основе системы $\text{Na}_2\text{O-ZnO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-F}$, легированной оксидом сурьмы Sb_2O_3 , церия CeO_2 и 0,75% мол. хлоридом. Ионный обмен (ИО) проводился в расплаве $\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3$, содержащем 0.1% мол AgNO_3 при температуре 320 °С в течение 15 минут. Далее проводилось УФ облучение образцов He-Cd лазером ($\lambda=355$ нм, $E=4$ Дж) с последующей термообработкой (ТО) при температурах 400 – 500 °С длительностью до 3 часов. На каждом этапе измерялись спектры поглощения образцов.

УФ излучение позволяет получить «дополнительный» канал в ионообменном слое для восстановления серебра. При дальнейшей термообработке формируются кластеры (400 и 450°С) и наночастицы (500°С) серебра. В результате процесса фото-термо индуцированной кристаллизации в хлоридном ФТР стекле формируются смешанные кристаллы AgCl/NaCl [1].

Как и предполагалось, после ИО происходит смещение края УФ поглощения в длинноволновую область за счёт поглощения ионов Ag^+ , внедренных в стекло. При проведении УФ облучения происходит «сглаживание» полосы церия вследствие перераспределения полос $\text{Ce}^{3+}/\text{Ce}^{4+}$ [2]. Последующая ТО при температуре 400°С в необлученной области приводит к появлению широкой полосы поглощения и смещение края УФ поглощения в коротковолновую область. По-видимому, это связано с формированием кластеров серебра. При температуре ТО 500°С наблюдается появление слабой полосы поглощения с максимальным значением 414 нм, вследствие формирования в стёклах металлических наночастиц. В этом случае отсутствует «дополнительный» канал для восстановления ионов серебра. В облученной области стекла при ТО с температурой 400 °С приводит к формированию смешанных кристаллов AgCl/NaCl с полосой поглощения 398 нм. После ТО с температурой 500°С в облученной области происходит длинноволновый сдвиг полосы поглощения до 440 нм. Причиной сдвига вероятно является формирование оболочки со смешанными кристаллами вокруг наночастицы серебра.

С увеличением длительности ТО при температуре 400°С в облученной области стекла происходит увеличение амплитуды оптической плотности кластеров серебра и кристаллов AgCl/NaCl. (рис. 1). Кластеры можно обнаружить в стекле по широкой люминесценцией в видимом диапазоне [3]. В облученной области стекла из-за наличия полосы поглощения на 398 нм выявлено тушение люминесценции кластеров (рис. 3). В необлученной области стекла происходит увеличение оптической плотности только кластеров серебра. Формирование наночастиц, обладающих широкой полосой поглощения в видимой области спектра, после ТО при 500°С в облученной области приводит к росту оболочки с кристаллами AgCl/NaCl. В связи с этим, выявлен сдвиг полосы поглощения, связанный с наночастицами серебра (рис. 2). В необлученной области стекла сдвига полосы поглощения не происходит. При этом, из-за слабого роста наночастиц серебра, в стекле остаются небольшая концентрация кластеров серебра, что подтверждается меньшим тушением их люминесценции (рис. 3).

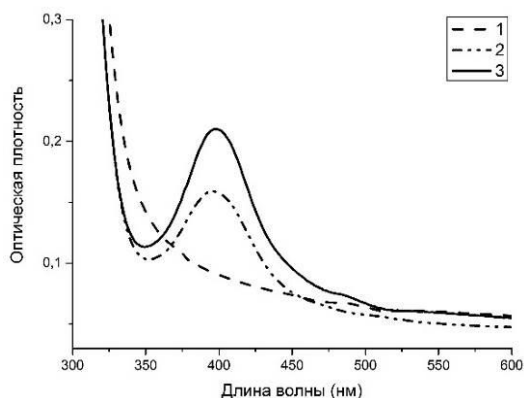


Рис. 1. Спектры поглощения ФТР стекла после ИО и УФ (1), после ИО, УФ и ТО 400 °С 1,5 ч (2) и 3 ч (3)

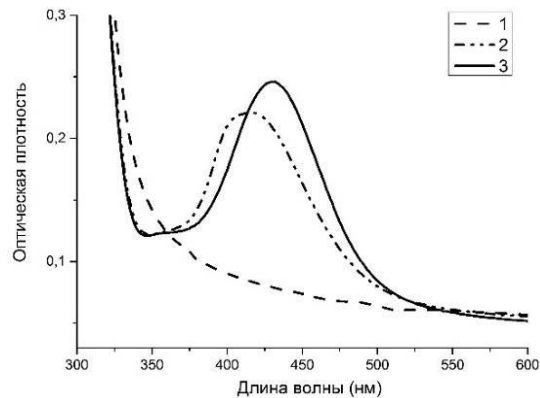


Рис. 2. Спектры поглощения ФТР стекла после ИО и УФ (1), после ИО, УФ и ТО 500 °С 1,5 ч (2) и 3 ч (3)

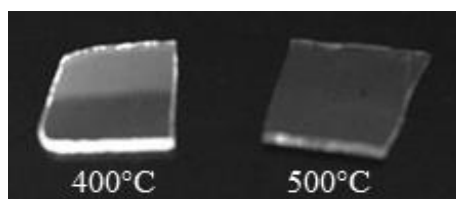


Рис. 3. Фотография образцов под УФ лампой с центральной длиной волны 365 нм

В результате проведенного исследования определено, что с внедрением хлоридов в матрицу ФТР стекла происходит формирование кристаллов AgCl/NaCl . С образованием кластеров серебра в облученной области стекла происходит увеличение оптической плотности смешанных кристаллов в ионообменном слое, а с образованием наночастиц – к формированию оболочки вокруг наночастицы с этими же кристаллами. В необлученной области стекла происходит медленное формирование кластеров и наночастиц серебра вследствие отсутствия «дополнительного» канала для восстановления серебра.

1. V.D. Dubrovin, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, *Optical Materials Express*, **6**, №. 5, 1701-1713, (2016).
2. Y.M. Sgibnev, N.V. Nikonorov, V.N. Vasilev, and A.I. Ignatiev. *Journal of lighthwave technology*, **33**, 3730-3735, (2015).
3. Y.M. Sgibnev, N.V. Nikonorov, A.I. Ignatiev, *Journal of Luminescence* **188**, 172–179, (2017).

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСЛОЕВ ЦИНКА И ОКСИДА ЦИНКА, ПОЛУЧАЕМЫХ МАГНЕТРОННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ И ПОСЛЕДУЮЩИМ ТЕРМООКИСЛЕНИЕМ

Томаев В.В. ^{*,****}, Полищук В.А. ^{**}, Мякин С.В. ^{*},
Вартанян Т.А. ^{***}, Леонов Н.Б. ^{****}

*Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский университет морского и речного флота им. адмирала С.О. Макарова, Санкт-Петербург, Россия

***Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

****Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

Поликристаллические слои цинка толщиной 20, 40, 60, 80 нм получены методом магнетронного напыления на подложках из покровного стекла с последующим термическим окислением. Изучены морфология, структурные и оптические свойства полученных нанослоев Zn и ZnO.

Интерес к усовершенствованию методов получения нанослоев оксида цинка, обладающих необычными оптическими и электрофизическими свойствами [1], подтверждается в работах как фундаментального [2-5], так и прикладного характера [6, 7]. Целью данной работы является разработка метода формирования нанослоев оксида цинка с заданной толщиной посредством термического окисления слоев цинка, получаемых методом магнетронного напыления.

Нанослои Zn с эффективной толщиной 20, 40, 60 и 80 нм (определяемой встроенным измерителем по весу осажденного металла) получали методом магнетронного напыления на установке Q150TS/E/ES на закрепленных на вращающемся с постоянной скоростью держателе подложках из покровного стекла размером 20×20 мм² с использованием мишени из чистого Zn (99.99%) диаметром 57 мм и толщиной 0,4 мм.

Затем полученные слои цинка подвергали термическому окислению в программируемой муфельной печи Snol 12/1200 LSC 01 в атмосфере воздуха при 360 °С в течение 20 мин.

По данным SEM с использованием сканирующего электронного микроскопа Zeiss Merlin (рис. 1), исходные слои цинка имеют преимущественно зернистую морфологию с размером кристаллов 20 – 30 нм и округлыми частицами с признаками гексагональной формы (рис. 1а), а термическое окисление приводит к увеличению размера подавляющего большинства кристаллов в поперечнике до 40 – 70 нм (рис. 1б).

Результаты рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) подтверждают соответствие исходных и окисленных нанослоев, соответственно, структуре гексагональной плотноупакованной решетки цинка (рис. 2а, дифракционные пики при $2\theta = 36.29, 38.99, 43.22$ и 54.22° , соответствующие плоскостям (002), (100), (101) и (102) пространственной группы P63/mmc и удовлетворительно коррелирующие с рентгенограммой № 000-87-0713 из базы данных [8] порошковой рентгеновской дифракции для кристаллов Zn) и кристалла ZnO (рис. 2б, дифракционные пики при $2\theta = 31.77, 34.42, 36.26$ и 56.6° соответствующие плоскостям (100), (002), (101), (102) и (110) гексагонального вюрцита и совпадающие с рентгенограммой № 000-89-7102 из базы данных [9]).

Высокая интенсивность характерных рентгеновских отражений в исходных и окисленных нанослоях и малые уширения указывают на высокое качество сформированных на поверхности гексагональных монокристаллов Zn и ZnO. Наибольшая интенсивность рентгеновского пика из всех имеющихся в диапазоне углов 2θ 20 – 60° исходной пленки цинка соответствует плоскости (002) и свидетельствует о преимущественном формировании в процессе напыления стержневидных наноструктур, а для окисленного слоя наиболее интенсивный рентгеновский пик, соответствующий плоскости (002) свидетельствует о преимущественном формировании нитевидных наноструктур оксида цинка.



Рис. 1. Микрофотографии слоя Zn с исходной толщиной 80 нм до (а) и после термоокисления (б)

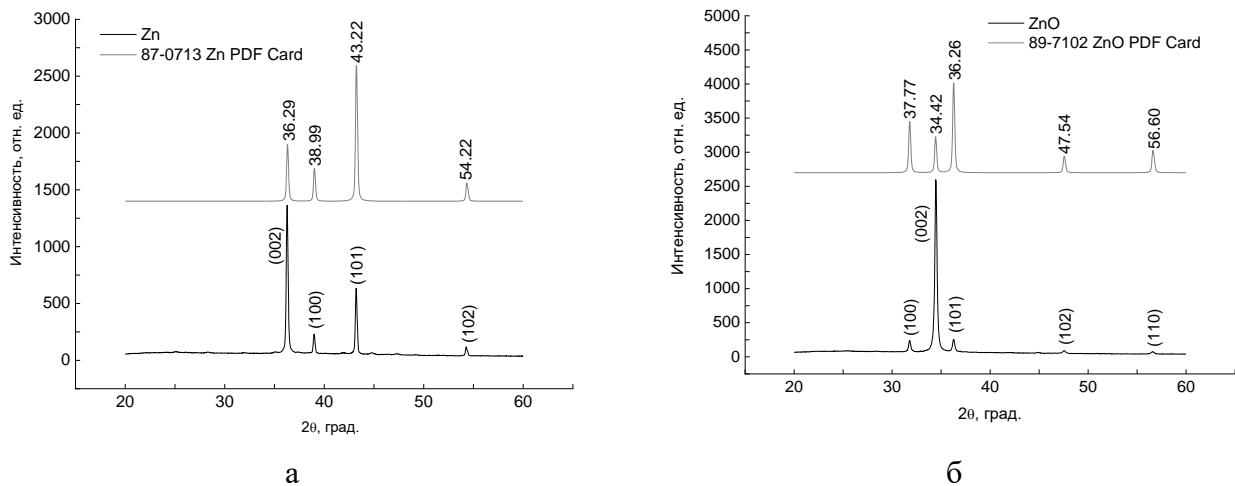


Рис. 2. Рентгеновские спектры исходной (а) и окисленной (б) плёнок Zn толщиной 80 нм и их сравнение с рентгенограмми из базы данных PDF

Спектры оптической плотности слоев оксида цинка, полученные на спектрофотометре СФ-56 (ЛОМО, Санкт-Петербург), представлены на рис. 3а. Для оценки ширины запрещенной зоны спектры пропускания были перестроены в координатах энергия фотона – квадрат отношения логарифма пропускания к длине волны излучения (рис. 3б). В пределах точности эксперимента ширина запрещенной зоны не зависит от толщины пленки в диапазоне от 80 до 40 нм и составляет 3,28 эВ, что близко к табличным значениям для объемного материала 3,3 эВ. При снижении толщины до 20 нм оценка по данным рис. 3б дает несколько меньшее значение 3,24 эВ, однако разница находится в пределах погрешности метода, связанной с относительно грубым учетом отражения от пленки, что становится особенно существенным при уменьшении толщины.

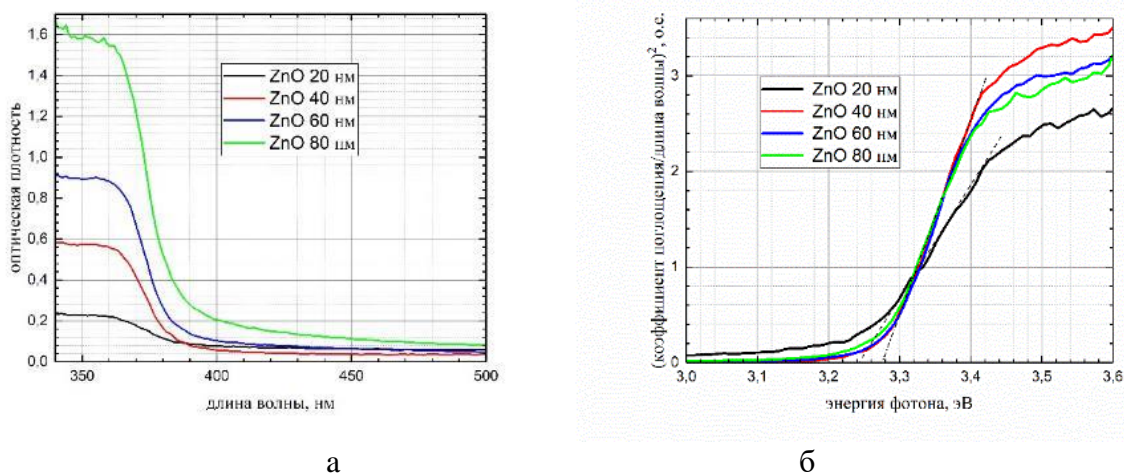


Рис. 3. Спектры оптической плотности нанослоев оксида цинка (а) и график Тауца для определения ширины запрещенной зоны (б)

Таким образом, полученные результаты, подтверждающие полное термическое окисление формируемых методом магнетронного напыления слоев цинка, демонстрируют эффективность разработанного метода получения нанослоев оксида цинка с регулируемой толщиной и оптическими характеристиками, что перспективно для широкого ряда применений в современной оптоэлектронике.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-02-00167.

1. Ü. Özgür, Ya.I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M.A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho, and H. Morkoç, *Journal of Applied Physics*, **98**, 041301 (2005).
2. A. Janotti and C.G. Van de Walle, *Rep. Prog. Phys.*, **72**, 126501, (2009).
3. H. Morkoç, Ü. Özgür, *Zinc Oxide: Fundamentals, Materials and Device Technology*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. 490 p (2009).
4. A. Singh, H.L. Vishwakarma, *IOSR Journal of Applied Physics (IOSR-JAP) e-ISSN: 2278-4861*. Volume 6, Issue 2 Ver. II, Pp. 28-32, (Mar-Apr. 2014).
5. V. Parihar, M. Raja and R. Paulose, *Rev. Adv. Mater. Sci.*, **53**, 119-130, (2018).
6. Ü. Özgür, D. Hofstetter, H. Morkoç, *Proceedings of the IEEE*, **98**, issue 7, 1255-1268, (2010).
7. R.K. Rashmi, P. Deepak, K.P. Saurabh A Short Note on ZnO Based Optoelectronics Devices // *Research & Development in Material Science*. Vol. 3. Issue 3. Pp.265-267. RDMS.000565.2018. DOI: 10.31031/RDMS.2018.03.000565.
8. H.E. Swanson, E. Tatge, *Standard X-ray Diffraction Powder Patterns*. *Natl. Bur. Stand. (U.S.), Circ. 539 Volume 1, Issued June 15* (1953).
9. R.B. Heller, J. McGannon, A.H. Weber, Precision Determination of the Lattice Constants of Zinc Oxide. *J. Appl. Phys.* **21** 1283 (1950); <https://doi.org/10.1063/1.1699591>.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЩЕЛОЧНО-ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

Кузьменко Н.К., Асеев В.А., Фёдоров Ю.К.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В представленной работе были получены спектры температурной люминесценции германатных стекол различного состава, легированных парой иттербий/эрбий. По измеренным спектрам были рассчитаны температурные характеристики – коэффициент люминесценции и чувствительность люминесценции.

Измерение температуры является важнейшим процессом, происходящим в ходе производства, исследований, операций и много другого. Бесконтактные способы применяются для измерений в условиях экстремальных температур, взрывоопасных и агрессивных сред, в медицинских исследованиях. Оптические бесконтактные датчики могут быть использованы в нефтехимии, биомедицине, энергетике, металлургии, химической промышленности. Оптическая термометрия обладает рядом важных преимуществ, таких как высокая чувствительность, широкий диапазон измеряемых температур, быстрый отклик, низкая восприимчивость к электромагнитным помехам, устойчивость к агрессивным условиям окружающей среды [1].

Люминесцентный температурный датчик может работать на эффекте перераспределения населенности между близко расположенными уровнями энергии, например, в стеклах, легированных редкоземельными элементами. На сегодняшний день наиболее изученными и перспективными для оптической термометрии РЗИ является пара $\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$. Эрбий имеет два термозависимых уровня ${}^2\text{H}_{11/2}$ и ${}^4\text{S}_{3/2}$ в видимой области спектра. Уровень ${}^2\text{H}_{11/2}$ является гиперчувствительным к локальному окружению иона активатора. Возбуждение люминесценции ИК лазером приводит к эффекту апконверсии, а совместное легирование с иттербием усиливает преобразование излучения.

Недостатками бесконтактных оптических датчиков являются низкая чувствительность и узкий температурный диапазон измерений. Повышение эффективности апконверсии может решить проблему низкой чувствительности сенсора, а повышения эффективности можно добиться путем правильного подбора стеклянной матрицы. Как уже говорилось, уровень ${}^2\text{H}_{11/2}$ эрбия является гиперчувствительным к изменению локального окружения иона активатора, а значит, изменение состава матрицы будет сильно влиять на взаимную интенсивность полос в зеленой области спектра и на энергетический зазор между ними, а значит и на чувствительность.

Важнейшим требованием к матрице является низкая величина энергии фононов. Высокие значения энергии приводят к повышению вероятности безызлучательных переходов, а следовательно, к ухудшению апконверсионного преобразования. Наименьшие значения энергии фононов имеют теллуритные, фторидные и германатные матрицы, но датчики на основе первых двух стеклообразователей ограничены по температурному диапазону из-за слишком низких температур плавления и кристаллизации стекла. Апконверсионные свойства германатных стекол мало изучены, в том числе и для приложений оптической термометрии. Они также как и фторидные и теллуритные стекла являются низкофононными, но при этом имеют высокие температуры плавления и кристаллизации. Кроме того германатная матрица обладает высокой чувствительностью, а значит варьирование её состава приводит к заметному изменению спектрально-люминесцентных свойств иона-активатора.

Целью данной работы является исследование влияния состава матрицы на апконверсионную люминесценцию иона Er^{3+} в щелочногерманатных стеклах. В работе были исследованы образцы стекол общего состава $48,48\text{GeO}_2 - 13,52\text{Na}_2\text{O} - 26,8\text{Yb}_2\text{O}_3 - 11,2\text{LaO}_3$, с добавлением различных соединений, таких как SiO_2 , Al_2O_3 , Nb_2O_5 , PbO , BaO , TiO_2 , MgO , P_2O_5 .

Оксиды бария, магния, титана и свинца представляют собой модификаторы для германатной сетки, оксид фосфора и кремния это дополнительные стеклообразователи, а оксид алюминия и ниобия это псевдостеклообразователи. Внесение данных добавок будет по-разному модифицировать германатную сетку что позволит исследовать влияние состава стекла на спектрально-люминесцентные свойства эрбия.

Для расчета температурных характеристик были измерены спектры люминесценции при температурах от 793 до 293 К с шагом в 10К. Для возбуждения люминесценции использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 975 нм. В процессе обработки все полученные спектры были нормированы на красный пик, соответствующий длине волны ≈ 670 нм.

По полученным спектрам люминесценции термозависимых пиков (уровню ${}^2H_{11/2}$ соответствует пик на длине волны около 520 нм и ${}^4S_{3/2}$ пик на длине волны 550 нм) была рассчитана чувствительность люминесценции [2] – величина, представляющая собой скорость изменения коэффициента люминесценции от температуры. На рисунке представлены полученные зависимости чувствительности люминесценции от абсолютной температуры для четырех образцов.

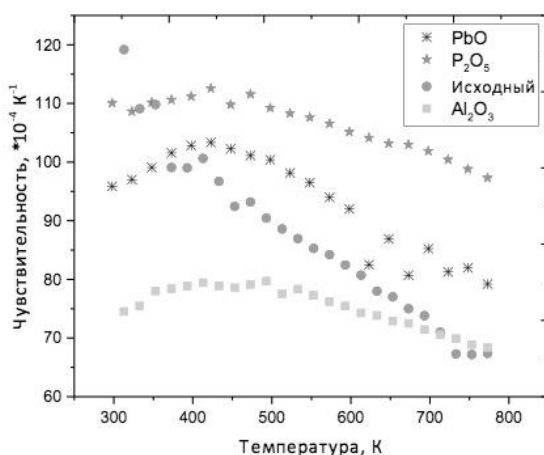


Рисунок. Чувствительность люминесценции

Максимальные значения чувствительности наблюдались для образца с добавлением оксида фосфора, величина чувствительности лежит в диапазоне $100-110 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. В сравнении с литературными данными [3] полученные значения чувствительности являются высокими, а значит изучаемый материал является перспективным для создания на его основе температурного оптического сенсора.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ в рамках научного проекта №18-58-00043 Бел_а.

1. S.W. Allison, G.T. Gillies, *Rev. Sci. Instrum*, **68**, 2615-2650, (1997).
2. W.A. Pisarskia, J. Janeka, J. Pisarskaa, R. Lisieckib, W. Ryba-Romanowskib *Sensors and Actuators B.*, **253**, 85-91, (2017).
3. F. Sergio León-Luis, R. Ulises Rodríguez-Mendoza, Patricia Haro-González, Martín Inocencio R., Víctor Lavín, *Sensors and Actuators B.*, **174**, 176-186, (2012).

ИЗГОТОВЛЕНИЕ D-ОБРАЗНОГО ВОЛОКНА ДЛЯ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР

Чувызгалов А.А.^{*,***}, Гилев Д.Г.^{*,***}, Вьюжанина Е.А.^{**,***},
Криштоп В.В.^{***}

*Пермский государственный национальный исследовательский университет (ПГНИУ), Пермь, Россия

**Пермский национальный исследовательский политехнический университет (ПНИПУ), Пермь, Россия

***Пермская научно-производственная приборостроительная компания (ПНППК), Пермь, Россия

Для возбуждения мод шепчущей галереи в оптических резонаторах используются различные способы ввода излучения. Одним из наиболее простых считается способ ввода эванесцентной (затухающей) волны. В работе проводилось исследование D-образного волокна, полученного методом полировки поверхности оптического волокна.

Оптический резонатор с модами шепчущей галереи (РШГ) представляет собой диэлектрическую структуру. Если луч падает на границу диэлектрика под углом, большим угла полного внутреннего отражения, то он будет «скользить» вдоль внутренней поверхности резонатора, не покидая его. Если после прохождения круга луч снова находится в фазе, то будет выполняться условие для стоячей волны в резонансе. В противном случае излучение рассеивается.

РШГ могут применяться в лазерной технике как внешний резонатор для стабилизации частоты излучения [1], в качестве датчиков температуры [2], деформации, давления, различных оптических фильтров, биосенсоров, могут быть использованы в качестве чувствительных элементов в датчиках угловых скоростей [3], применяться в качестве чувствительного элемента, например, рефрактометра [4, 5], волоконно-оптического датчика обнаружения ультразвука [6].

Существуют различные методы ввода излучения в РШГ, а именно: ввод излучения с помощью биконического оптического волокна, ввод с помощью скошенного под углом волокна, призмный ввод, ввод с помощью открытого интегрально-оптического волновода, ввод сполитованным волокном и др.

Физический принцип ввода у всех методов одинаковый – связь с резонатором достигается за счет затухающего поля. Эффективность ввода с помощью биконического волокна достигает 99% [7] и подходит для проведения исследовательских работ. Однако из-за хрупкости и чувствительности к окружающей среде, такой способ не подходит для практического применения, поэтому в качестве элемента ввода в данной работе рассматривается D-образное волокно. Использование волокна с D-образным профилем позволяет более точно контролировать условия для возбуждения мод шепчущей галереи в резонаторе за счет непосредственной фиксации волокна на поверхности резонатора.

Рассмотрим метод изготовления такого волокна, приведенный в работе [8]. Волокно клеивается в канавку кварцевого модуля V-образной формы (рис. 1).

Расчет необходимого для генерации спадающего поля расстояния от центра сердцевинки до края сполитованной области производился по формуле (1) [8].

$$d = \frac{W}{2} \operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right) - b \cdot \operatorname{cosec}\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (1)$$

Для того, чтобы излучение выходило из волокна, необходимо, чтобы расстояние (d-a) было в пределах 0,5÷2,5 мкм. То есть, учитывая радиус сердцевинки волокна, расстояние от центра сердцевинки до края сполитованной области должно быть 6 мкм, а величина сполитованной области 68,5 мкм.

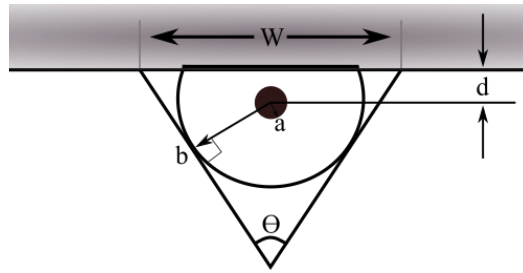


Рис. 1. Канавка V-образной формы

a - радиус сердцевины, b - радиус оптического волокна, θ - угол канавки, W - ширина канавки, d - расстояние от центра сердцевины до края сполированной области

В проделанной работе в качестве полировочного модуля использовался кристалл из ниобата лития и канавка U-образной формы с такими размерами, чтобы расстояние (d-a) соответствовало произведенному расчету, описанному выше. U-образный модуль представлен на рис. 2.

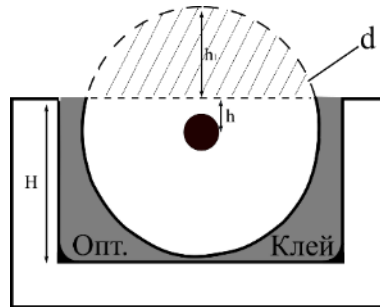


Рис. 2. Параметры канавки

H - высота канавки (68,5 мкм), h - расстояние от центра сердцевины волокна до края сполированной области (6 мкм), d - диаметр оптического волокна (125 мкм), h1 - величина сполированной области

Для осуществления полировки использовалась установка для полировки (рис. 3).

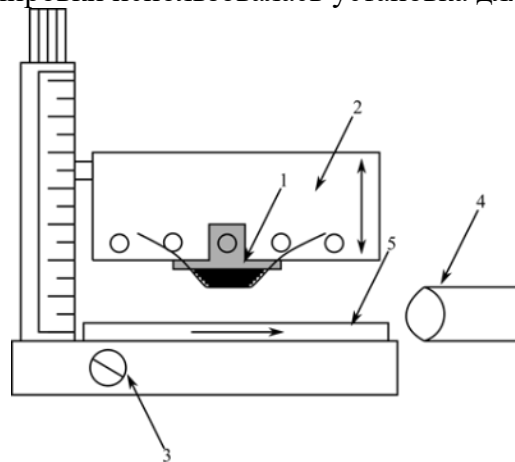


Рис. 3. Установка для полировки (Krell)

1 – оснастка с вклеенным полировочным модулем,
2 – платформа с возможностью регулировки по высоте, 3 – регулятор скорости,
4 – камера технического зрения, 5 – диск с полировочной пленкой 3 мкм

После проведения полировки, образцы промерялись на сканирующем электронном микроскопе СЭМ. Были получены следующие результаты: Ширина сполированной области одного из исследуемых образцов находилась в интервале 100÷120 мкм (рис. 4) и его высота 85÷89 мкм (рис. 5).

Необходимо, чтобы остаточная высота волокна была 68,5 мкм. Не получилось достигнуть достаточной сполированной части, так как возникли проблемы при полировке образцов. В процессе полировки потери начинали увеличиваться, образовывались трещины в волокне.

В результате проведенной работы были получены следующие результаты. На основе известной модели рассчитаны геометрические параметры D-образного волокна. Предложена и изготовлена конструкция оснастки для полировки D-образного волокна. Полировка и последующее фотографирование полированной поверхности полученного D-образного волокна показали наличие микротрещин в местах перегибы волокна, приводящих к оптическим потерям. Дальнейшая полировка приводит к более глубоким трещинам волокна. Причины появления трещин могут быть следующие: большой угол изгиба волокна на краях полировочного модуля, биение установки. Другая проблема, не позволяющая достигнуть необходимых параметров при полировке волокна, заключается в том, что, установка дисковой резки имеет погрешность (10 мкм), поэтому не всегда получается изготовить канавку заданной высоты. На данном этапе образцы полируются равномерно, до определенного момента, когда волокно трескается по краям. После отжига проблема надлома осталась, что свидетельствует о необходимости дополнительных исследований для получения сполитованной сердцевины заданных размеров с высоким качеством поверхности.



Рис. 4. Ширина сполитованной области

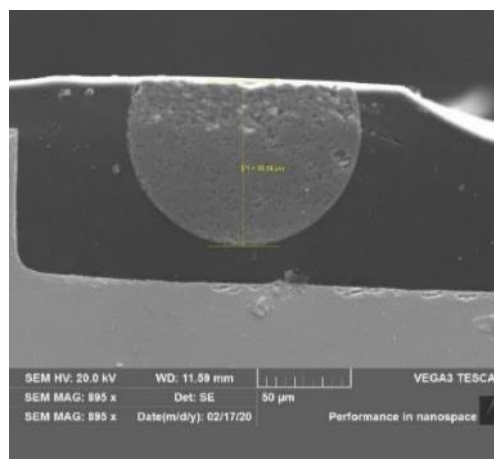


Рис. 5. Высота волокна после полировки

Данная работа выполнена в ходе реализации проекта «Разработка и создание технологии и производства миниатюрного резонансного оптического гироскопа широкого назначения» (Договор № 2/549/2020 от 23.07.2020 г.) в рамках Программы государственной поддержки компаний-лидеров, разрабатывающих и обеспечивающих внедрение продуктов, сервисов и платформенных решений преимущественно на основе технологий и решений для цифровой трансформации приоритетных отраслей экономики и социальной сферы.

1. Y. Dong, K. Wang, X. Jin, *Applied optics*, **54**, №. 2, С. 277-284, (2015).
2. С. Н. Dong, *Applied physics letters*, **94**, №. 23, С. 231119, (2009).
3. P. P. Khial, A. D. White, A Hajimiri, *Nature Photonics*, **12**, №. 11, С. 671-675, (2018).
4. J. Heo, *Sensors*, **19**, №. 2, С. 398, (2019).
5. G. Liu, D. Feng, *Optik*, **127**, №. 2, С. 690-693, (2016).
6. A.T. Andreev, *Pure and Applied Optics*, **10**, №. 3, С. 035303, (2008).
7. A.B. Matsko, V.S. Ilchenko, *Selected topics in quantum electronics*, **12**, №. 1, С. 3-14, (2006).
8. S.M. Tseng, C.L. Chen, *Applied optics*, **31**, №. 18, С. 3438-3447, (1992).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ, СОДЕРЖАЩИЙ НАНОЧАСТИЦЫ СУЛЬФИДА ЕВРОПИЯ, СОЗДАННЫЙ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ

Снежная Ж.Г. *, Сокура Л.А. **, Латыпова К.М. *, Апанасевич А.В.*

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время ведутся активные работы по созданию новых оптоэлектронных устройств. В связи с этим происходит интенсивная разработка композитных материалов для применения в оптоэлектронике. В данной работе представлен синтез магнитооптического материала, содержащего наночастицы европия, золь-гель методом. Выбор материала обусловлен его высоким значением константы Верде в видимом диапазоне, а метода золь-гель, так как он является достаточно дешевой технологией.

В настоящее время очень важно повышение качества, точности и безопасности оптоэлектронных устройств. Одним из решений этой проблемы является создание новых различных функциональных материалов. Например, материалов, обладающих магнитооптическим эффектом таким как эффект Фарадея. Эффект Фарадея заключается в изменении угла поляризации света, проходящего через активную среду при внешнем магнитном поле. Величина поворота угла зависит от оптической длины света, величины внешнего магнитного поля и константы Верде (1).

$$\varphi = VBl, \quad (1)$$

где φ – угол поворота; V – константа Верде; B – магнитная индукция внешнего магнитного поля; l – длина оптического пути.

В настоящий момент в качестве магнитооптических материалов для оптоэлектроники используются объемные магнитооптические стекла или стеклянное оптическое волокно. Данные материалы имеют ряд недостатков, таких как непостоянная величина константы Верде в объеме материала или низкая ее величина, в связи с чем приходится увеличивать оптическую длину пути, что приводит к громоздкости конечного изделия.

В данной работе главной целью являлось создание тонкопленочного магнитооптического материала, обладающего высокой константой Верде. Известно, что объемные наночастицы НЧ сульфида европия EuS обладают высокой константой Верде около $0,5 \frac{\text{мин}}{\text{Гс*см}}$ при длине волны проходящего света 630 нм [1]. Поэтому в данной работе в качестве активного материала был выбран сульфид европия. Обыкновенно, для получения наночастиц используется сложный многоступенчатый синтез с применением высоких температур [2-3], в нашей работе мы предлагаем для получения тонкопленочного магнитооптического материала использовать золь-гель метод, который является простым в технологии и не подразумевает использование высоких температур.

Магнитооптический материал был получен двумя способами золь-гель методом, с температурой синтеза не превышающей 200°C . Первый способ: приготовление раствора из 0,8 мМ нитрата европия и 2,4 мМ тиоцианата аммония, в качестве растворителя использовался монометиловый эфир этиленгликоля. Получение золя происходило плавным нагревом и перемешиванием из раствора. На кварцевую подложку золь наносили методом центрифугирования. Полученный образец обладает магнитооптическим эффектом, константа Верде $V \approx 0,3 \frac{\text{мин}}{\text{Гс*см}}$.

Второй способ: приготовление раствора 0,8 мМ нитрата европия и 2,4 мМ тиоцианата аммония, при добавлении ацетата цинка и нитрата алюминия, в качестве растворителя использовался монометиловый эфир этиленгликоля. Далее раствор медленно выпаривался до получения твердой структуры, которая затем измельчалась в ступке до состояния порошка.

Полученный порошок помещался в оптически прозрачную матрицу оксида цинка. Полученный образец обладает магнитооптического эффектом.

Получена рентгенограмма синтезированной твердой структуры (рис. 1).

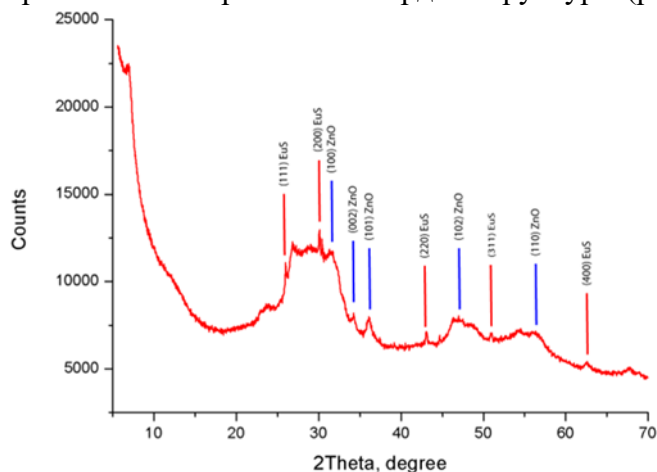


Рис. 1. Рентгенограмма порошка сульфида европия

Так же получены спектры люминесценции образцов полученных первым и вторым способом (рис. 2).

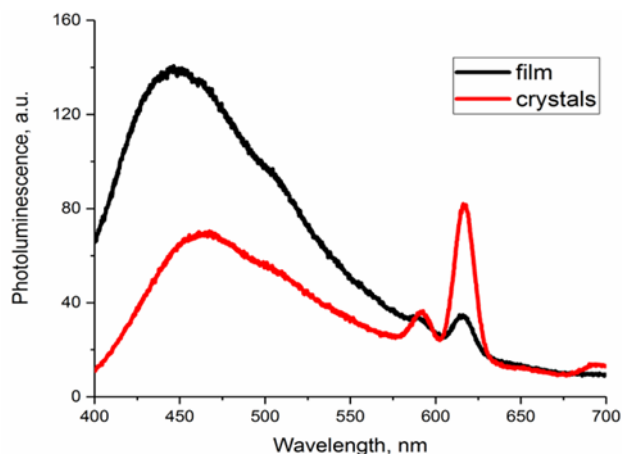


Рис. 2. Спектры люминесценции полученных первым и вторым способом образцов.

Рентгенограмма и спектр люминесценции подтверждает наличие сульфида европия EuS в полученных образцах.

В данной работе разработано два способа синтеза магнитооптического материала. Приведены результаты рентгеновских исследований, подтверждающих наличие сульфида европия. Приведены спектры люминесценции полученных образцов. С характерными пиками сульфида европия EuS. Получен тонкопленочный образец, константа Верде которого $0,3 \frac{\text{МИН}}{\text{ГС*СМ}}$.

1. Y. Hasegawa Magnetic semiconductor EuO, EuS, and EuSe nanocrystals for future optical devices // Chemistry Letters, vol. 19(1), pp. 2-7, 2013.

2. R. Reisfeld, T. Saraidarov Innovative materials based on sol-gel technology // Optical Materials, vol. 28(1-2), pp.64-70, 2006.

3. A. Tanaka, H. Kamikubo, M. Kataoka, Y. Hasegawa, T. Kawai Size-Controlled Aggregation of Cube-Shaped EuS Nanocrystals with Magneto-Optic Properties in Solution Phase. // Langmuir, vol. 27(1), pp.104-108, 2011.

ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

АНАЛИЗ СУХИХ ТАБЛЕТОК ПЛАЗМЫ КРОВИ МЕТОДОМ ТГЦ СПЕКТРОСКОПИИ

Лыкина А.А., Конникова М.Р.*, Гаврилова П.Г., Анфертьев В.А.,
Домрачева Е.Г.**, Черняева М.В.**, Вражнов Д.А.****,
Прищепа В.В.***, Кононова Ю.А.*****, Королев Д.В.*****, Смолянская О.А.**
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

** Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

*** Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

**** Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения
Российской академии наук, Томск, Россия

***** ФГБУ «НМИЦ им. В.А. Алмазова» Минздрава России,
Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена разработке подходящего фантома биологического объекта для измерений в ТГц диапазоне частот и для апробации различными диагностическими методами, разработанными в различных ТГц лабораториях. Фантомы были представлены в виде сухих смесей человеческой плазмы крови диабетической и контрольной группы. Исследуемые объекты были исследованы в различных лабораториях с использованием ТГц импульсной спектроскопии и ТГц спектрометра высокого разрешения на основе генератора обратной волны. Компоненты сухой плазмы крови были идентифицированы по обнаруженным спектральным линиям.

Гликация крови считается простым, но эффективным маркером диабета. Повышенная концентрация глюкозы приводит к гликолизации белков (человеческого или животного альбумина), что представляет собой ферментативный процесс присоединения глюкозы к аминокетогруппам белков. Как показали некоторые опыты О.П. Черкасова, В.Л. Вакс и О.А. Смолянская, плазма крови является наиболее перспективным объектом исследования, так как изменения ее состава, вызванные патологическими процессами, могут значительно влиять на оптические свойства плазмы крови человека или животных в ТГц диапазоне частот. Однако жидкие образцы трудно изучать, так как они не могут храниться в течение длительного времени, их биохимические свойства изменяются в ходе эксперимента. В данной работе было создан удобный фантом биологического объекта для измерений в ТГц диапазоне частот.

Венозная кровь была получена от пациентов (Клинико-диагностическая лаборатория Национального медицинского исследовательского центра им. Алмазова) контрольной и диабетической групп, центрифугирована для получения плазмы крови, высушена и спрессована в таблетку. Диаметр каждой таблетки составлял 5 мм, тогда как измеренная толщина составляла 0,95—1,81 мм.

В данной работе образцы были исследованы на ТГц спектрометрах в режиме пропускания в двух разных лабораториях (Университет ИТМО [1] и МГУ [2]). Был также использован терагерцевый спектрометр высокого разрешения на основе генератора обратной волны (ИФМ РАН [3]).

На основании результатов было установлено, что существуют различия между плазмой крови пациентов контрольной и диабетической группы. На рис. 1 и 2 представлены спектры показателя преломления и коэффициента поглощения сухих таблеток плазмы крови человека диабетической и контрольной групп.

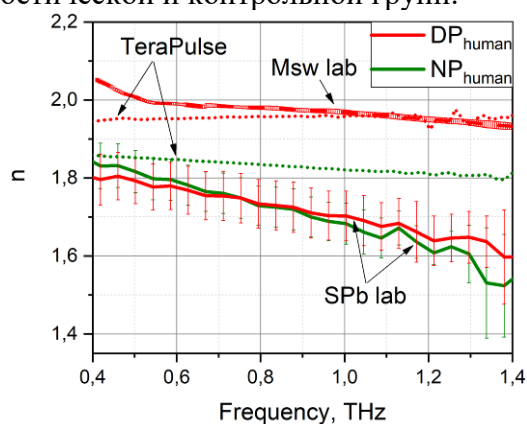


Рис. 1. Спектры показателя преломления плазмы крови пациентов контрольной (NP_{human}) и диабетической (DP_{human}) группы

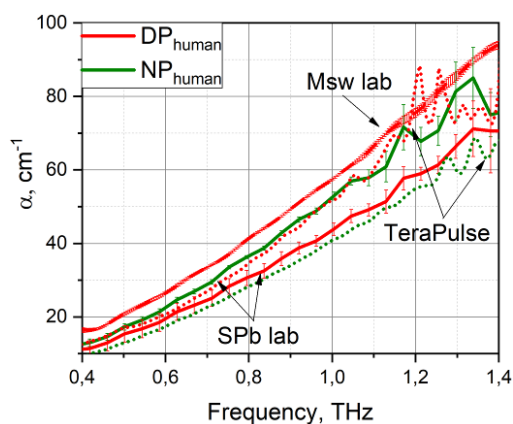


Рис. 2. Спектры коэффициента поглощения плазмы крови пациентов контрольной (NP_{human}) и диабетической (DP_{human}) группы

С использованием ТГц спектрометра высокого разрешения в образцах плазмы крови пациентов были обнаружены спектральные линии таких веществ, как карбонилсульфид (OCS), метилмеркаптан (CH_3SH), бутиронитрил (C_3H_7CN), ацетальдегид (CH_3CHO), муравьиная кислота ($HCOOH$). Плазма крови крыс диабетической группы отличается от контрольной группы наличием в спектре линий ацетона (CH_3COCH_3), пропионитрила (C_2H_5CN) и метилформиата (CH_3OCHO).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №17-00-00275 (17-00-00272).

1. O.A. Smolyanskaya, V.N. Trukhin, P.G. Gavriloa, E.L. Odlyanitskiy, A.V. Semenova, Q. Cassar, J-P Guillet, P. Mounaix, K. G. Gareev, D.V. Korolev, *Colloidal Nanoparticles for Biomedical Applications XIV*, **10892**, 108920L, (2019).

2. O.P. Cherkasova, M.M. Nazarov, A.P. Shkurinov, *Optical and Quantum Electronics*, **3**, №48, 217, (2016).

3. V.L. Vaks, E.G. Domracheva, E.A. Sobakinskaya, M.B. Chernyaeva, *Physics-Uspekhi*, **7**, №57, 684-701, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ С СУБПИКОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Горбунова И.А., Сасин М.Э., Семенов А.А., Бельтюков Я.М.,
Васютинский О.С.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Сообщается об разработке нового метода исследования динамики возбужденных состояний биологических молекул, основанного на схеме «накачки-зондирования» с модуляцией поляризации. Представлены результаты исследований быстрой анизотропной релаксации и вращательной диффузии в первом возбужденном состоянии биологического кофермента NADH в водных растворах этанола и пропиленгликоля. Был проведен анализ времен вращательной диффузии и анизотропной колебательной релаксации в зависимости от поляриности и вязкости раствора.

Спектроскопия переходного поглощения в настоящее время широко используется в качестве мощного инструмента для исследования сверхбыстрых фотоиндуцированных процессов переноса электронов и протонов, изомеризации и динамики возбужденных состояний в многоатомных биологических молекулах.

Важную роль в динамике возбужденных состояний биологических молекул, играют процессы быстрой анизотропной релаксации. Определение характерных параметров этих процессов, таких как время вращательной диффузии и время колебательной релаксации, позволяет достичь более глубокого понимания сложных биохимических процессов в живых клетках и тканях [1-3]. В настоящей работе сообщается о разработке нового метода спектроскопии с субпикосекундным временным разрешением, основанного на схеме «накачка-зондирование» с модуляцией поляризации пучка накачки. Отличительными особенностями этого метода является высокочастотная модуляция поляризации последовательности импульсов накачки на частоте 100 кГц с последующим выделением анизотропного вклада в сигнал с использованием высокочувствительной балансной схемы детектирования и синхронного усилителя. Метод был апробирован для исследования анизотропной релаксации в первом возбужденном состоянии кофермента NADH (восстановленный никотинамид аденин динуклеотид) в водных-растворах одноатомных (этанол) и двухатомных спиртов (пропиленгликоль).

В эксперименте, в результате воздействия линейно поляризованного импульсного излучения накачки на длине волны 360 нм, возникал резонансный переход молекул NADH из основного состояния в первое возбужденное электронное состояние, что сопровождалось анизотропным распределением осей возбужденных молекул. Длительность импульсов накачки и зондирующих импульсов составляла около 100 фс с частотой повторения 80 МГц. Поляризация цуга импульсов накачки модулировалась с помощью фотоупругого модулятора на частоте 100 кГц с вертикальной на горизонтальную. Выстраивание осей возбужденных молекул контролировалось путем регистрации линейного дихроизма поглощения зондирующего пучка на длине волны 720 нм, поляризация которого была направлена под углом 45° к вертикали. В результате частичного поглощения зондирующего пучка возбужденным ансамблем молекул происходило колебание плоскости его поляризации вокруг начального положения с частотой 100 кГц. Для обнаружения этого эффекта использовалась балансная схема детектирования, в которой ортогональные компоненты поляризации зондирующего пучка одновременно и независимо регистрировались двумя фотодиодами, сигналы с которых отправлялись на дифференциальный интегратор. Полученный разностный сигнал, промодулированный по амплитуде на частоте 100 кГц, обрабатывался синхронным усилителем, на выходе которого получался сигнал разностного поглощения в зависимости от времени задержки между импульсом накачки и зондирующим импульсом. В результате чувствительность метода была

существенно повышена по сравнению с ранее известными методами, что позволило впервые зарегистрировать сигнал разностного поглощения в возбужденном состоянии биомолекул с временным разрешением порядка 0,3 пс при возбуждении фемтосекундными импульсами с энергией порядка 1 нДж.

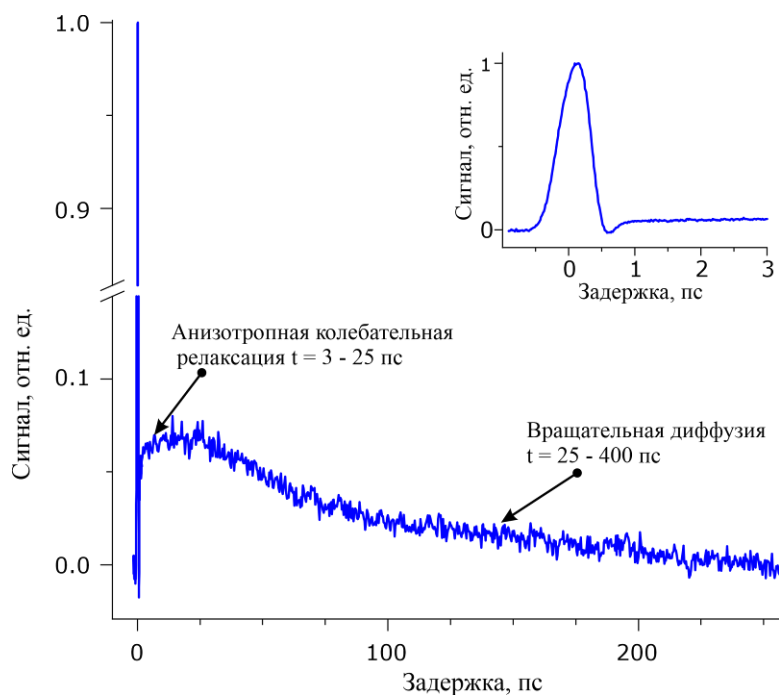


Рис. 1. Экспериментальный сигнал NADH 0.01 mM в водном растворе

На рис. 1 представлены типичные экспериментальные сигналы, наблюдавшиеся в водном растворе NADH при концентрации 0,1 mM. Как видно из рис. 1, сигнал содержит высокий узкий пик при малых временах задержки 1-2 пс и менее интенсивный широкий пик, при временах задержки 3-25 пс, медленно затухающий на временах до 200 пс. Узкий высокий пик описывает многофотонные процессы, возникающие при перекрытии импульсов накачки и зондирующих импульсов, а широкий пик отражает динамику анизотропной колебательной и вращательной релаксации в NADH. Согласно результатам проведенного теоретического анализа, возрастающая часть сигнала до 25 пс связана с анизотропной колебательной релаксацией в первом электронном возбужденном состоянии NADH, сопровождающаяся поворотом дипольного момента молекулярного перехода, а затухающая часть сигнала на временах задержки более 25 пс обусловлена вращательной диффузией возбужденных молекул NADH в растворе.

Анализ полученных экспериментальных сигналов показал, что анизотропная колебательная релаксация молекул NADH в растворе характеризуется временем колебательной релаксации τ_{vib} , лежащим в диапазоне 2 - 30 пс, и временем вращательной диффузии, τ_{rot} лежащим в диапазоне 150 пс – 6 нс. Полученные времена вращательной диффузии хорошо согласуются с данными, полученными в наших предыдущих экспериментах по исследованию затухания поляризованной флуоресценции в растворах NADH [4]. В настоящей работе была обнаружена зависимость этих времен от концентрации этанола и пропиленгликоля в растворе. В частности, было показано, что время анизотропной колебательной релаксации τ_{vib} линейно возрастает с увеличением концентрации спиртов и обратно пропорционально диэлектрической проницаемости (полярности) раствора. Обнаружено, что зависимость времени вращательной диффузии τ_{rot} от концентрации этанола и пропиленгликоля имеет нелинейный характер. При малых концентрациях этанола в растворе (менее 40%) время вращательной диффузии пропорционально вязкости раствора, а при более высоких концентрациях наблюдается отклонение от прямой пропорциональности. Для раствора пропиленгликоля время вращательной диффузии пропорционально вязкости для всех концентраций. Отклонение от прямой пропорциональности времени вращательной диффузии от вязкости можно объяснить

изменением ядерной конфигурации NADH и перераспределением концентрации различных конформационных состояний NADH при высоких концентрациях этанола. Для интерпретации экспериментальных была разработана модель, описывающая процесс анизотропной релаксации и на основе приближения Борна-Оппенгеймера в терминах скалярных и векторных свойств дипольных моментов перехода.

1. N. E. Henriksen and V. Engel., *Int. Rev. Phys. Chem.*, **20** № 2, 93 – 126 (2014).
2. W. M. Diffey, B. J. Homoelle, M. D. Edington, and W. F. Beck., *J. Phys. Chem. B*, **102**, 2776 – 2786 (1998).
3. M. C. Fischer, J. W. Wilson, F. E. Robles, and W. S. Warren, *Rev. Sci. Instr.*, **87** (2016).
4. M. E. Sasin, I. A. Gorbunova, N. O. Bezverkhii, Y. M. Beltukov, O. S. Vasyutinskii, and Rubayo-Soneira J., *Tech. Phys. Lett.*, **45**, 672 (2019).

КВАНТОВЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СЕНСОР НА СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

Баженов А.Ю., Алоджанц А.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе изучен сверхизлучательный фазовый переход в свете его применения в квантовой температурной сенсорике высокой точности. Температурная чувствительность и точность измерений проанализированы в рамках квантовой теории оценок. Предсказано достижение точности измерения температуры вплоть до предела Гейзенберга. При этом показано, что с помощью фазового перехода можно достичь оценки точности температуры вплоть до мК и выше в полупроводниковых микроструктурах. Предложенный температурный сенсор полезен в задачах, связанных с температурной сенсорикой в области биофотоники и медицины.

Введение. Система N двухуровневых атомов, взаимодействующих с квантовым полем (или резервуаром бозонной системы), называется модель Дике и применяется в теории сверхизлучения. Данные системы применяются в области квантовой сенсорики и квантовой метрологии [1, 2]. В этой области используются особенности квантовых систем для выполнения измерений определенной точности. На фундаментальном уровне температурная сенсорика основана на исследовании квантовой динамики, связывающая свойства квантовой системы и термодинамические характеристики, налагающие внешним полем (средой) [3]. В работе рассматривается квантовый фазовый переход для проблемы измерения температуры. В этой связи исследован сверхизлучательный фазовый переход (СФП) для высокоточной оценки температуры. СФП – это особое коллективное состояние вещества и поля, которое может быть достигнуто с использованием двухуровневых систем, представляющие атомы, или искусственные их аналоги взаимодействующие с электромагнитным полем. Полупроводниковые технологии предлагают особые преимущества при разработке датчиков на основе явления сверхизлучения. Образцы полупроводниковых микроструктур содержат набор квантовых точек (квантовых ям) которые могут быть применимы для получения коллективных состояний квантового вещества и поля. В работе рассматривается так называемая двухуровневая система, взаимодействующая с внешним полем. Таким образом, можно создать термодатчик, основанный на чувствительном взаимодействии двухуровневых систем с внешним полем [4].

Основная часть. Модель квантового термосенсора рассмотренная в данной работе состоит из N локализованных двухуровневых квантовых систем (КДС) и моды резонатора, представляющая собой подсистему с при некоторой температуре T , рисунки 1, 2. Полагаем, что КДС может находиться в основном состоянии и в возбужденном. В данной работе рассматривается большой канонический ансамбль и термодинамический подход, чтобы получить выражения для параметра порядка и инверсии системы. Исследование термодинамической функции, для когерентного состояния системы позволяет получить уравнения, связывающие основные параметры двухуровневых системы [5-7].

Было предложено два предельных случая, которые соответствуют рабочим точкам для устройства измерения температуры с нулевым значением параметра порядка $\lambda = 0$, где происходит фазовый переход. В частности, при низкой плотности возбуждения, свойства сверхизлучения относятся к конденсированным состояниям экситон-поляритонам и не требуют инверсии в системе. И, наоборот, при высокой плотности возбуждения сверхизлучение происходит в системе с инверсией вследствие формирования экситон-поляритонного состояния комбинационного типа.

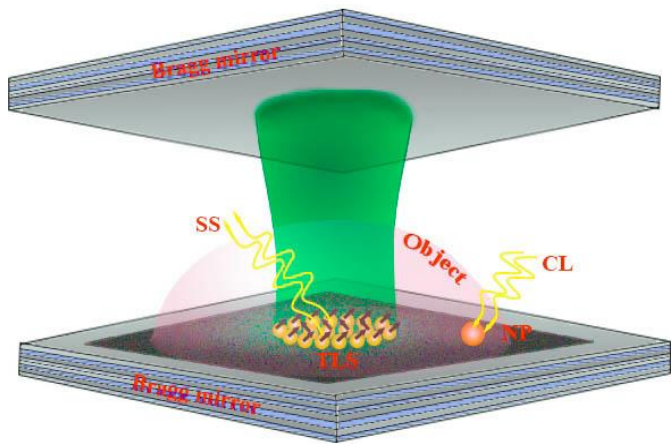


Рис. 1. Схема измерения локального изменения температуры образца, содержащий ансамбль КДС (TLS), наночастицу и объект. Изменение температуры предполагает нагрев наночастицы путем контролируемого лазерного облучения. Температура измеряется сверхизлучающим сигналом (SS) от ансамбля КДС, который появляется из-за фазового перехода

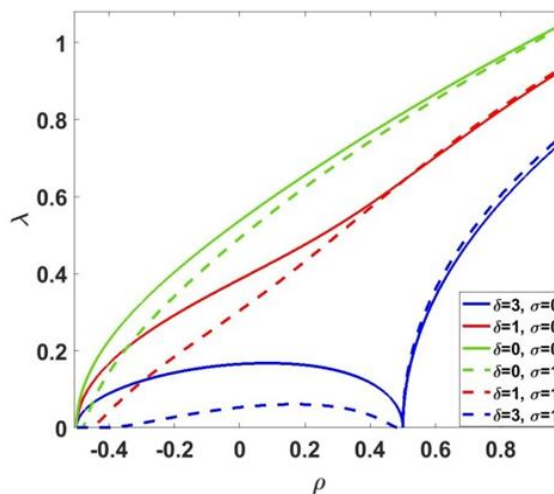


Рис. 2. Зависимость параметра порядка λ от плотности возбуждения ρ в пределе нулевой температуры

Две термодинамические фазы для экситон-поляритонов являются полезными для высокоточных измерений. Для этих целей выберем сверхизлучательное и нормальное состояния. Предположим, что эталонная температура близка, но не равна критической температуре фазового перехода T_c , а также плотность возбуждения близка к безинверсионному состоянию. В этом случае система близка к сверхизлучательному состоянию и оказывается возможным произвести оценку температуры путем подсчета числа фотонов резонатора $N_\lambda = N\lambda^2$ покидающих образец с энергией, соответствующей нижней поляритонной ветви, которая связана с тепловым сдвигом $\Delta(T)$. Этот фазовый сдвиг исчезает с увеличением температуры, что может быть достигнуто путем нагрева наночастицы, находящейся в образце.

Можно показать, что оценка чувствительности квантового термодатчика характеризуется величиной $\Delta(T)_{SQL}$ и зависит не только от числа испустившихся фотонов, но и от числа ДКС, что может соответствовать пределу Гейзенберга [8, 9] для рассматриваемых измерений, точнее

$$\Delta(T)_{SQL} = \frac{T_c}{N^{1/2}_{0,ph} N^{2-\alpha}}, \quad (1)$$

где α - критический показатель удельной теплоемкости второго порядка. Критическая температура T_c СФП варьируется в широких пределах, вплоть до комнатных температур, в зависимости от материала полупроводниковой микроструктуры. С практической точки зрения удобнее использовать двухмодовую схему взаимодействия двухуровневых квантовых систем со световыми полями для датчика температуры, где первая мода действует как поле накачки, а вторая является (чисто квантовой) модой резонатора [10-12].

Заключение. Предложен квантовый температурный датчик, основанный на основе явления сверхизлучения КДС взаимодействующий с внешним квантованным полем. Получены уравнения, характеризующие связь основных термодинамических величин, таких как химический потенциал, параметр порядка, температура и т.д. Измерение температуры осуществляется посредством фазового перехода второго рода в сверхизлучающее состояние для поля резонатора, которое вызывает тепловой фазовый сдвиг. Важным результатом данной работы является оценка температурной чувствительности, которая определяет погрешность при измерении температуры на сверхизлучательном фазовом переходе. Предсказано, что данная оценка может быть улучшена до предела Гейзенберга. Численные оценки погрешности

температуры, подтверждают тот факт, что параметр порядка чувствителен к температуре и может использоваться для точного измерения температур. В пределе малой плотности возбуждения происходит фазовый переход с экситон-поляритонами поэтому становится возможным достигнуть точности измерения температуры вплоть до мК и выше, что будет полезно для сверхточных измерений. Улучшение этого предела требует использования неклассических состояний поля.

Работа поддержана грантом РФФИ №19-52-52012.

1. C. Dargen, F. Reinhard, C. P, *Reviews of Modern Physics*, **89**, (2017) 035002 (2017).
2. L. Pezz`e, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied, P. Treutlein, *Reviews of Modern Physics*, **90**, (2018) 035005 (2018).
3. J. Fraden, *Handbook of modern sensors: physics, designs, and applications*, (2004).
4. Y. Yue, X. Wang, *Nano Reviews*, **3**, (2012) 11586 (2012).
5. G. Kucsko, P. C. Maurer, N. Y. Yao, M. Kubo, H. J. Noh, P. K. Lo, H. Park, M. D. Lukin, *Nature*, **500**, (7460) (2013) 54 (2013).
6. T. M. Stace, *Physical Review A* **82**, (1) (2010) 011611 (2010).
7. J. Czajkowski, K. Paw lowski, R. Demkowicz-Dobrzanski, *New Journal of Physics* **21**, (2019) 053031 (2019).
8. M. Mehboudi, A. Lampo, C. Charalambous, L. A. Correa, M., A. Garcia-March, M. Lewenstein, *Phys.Rev. Letts.*, **122**, (2019) 030403 (2019).
9. F. Binder, L. A. Correa, C. Gogolin, J. Anders, G. Adesso, *Fundamental Theories of Physics*, (2019).
10. S. Gammelmark, K. Mølmer, *New Journal of Physics*, **13**, (2011) 053035 (2011).
11. F. Binder, L. A. Correa, C. Gogolin, J. Anders, G. Adesso, *Theories of Physics*, (2019).
12. J. G. Bohnet, Z. Chen, J. M. Weiner, D. Meiser, M. J. Holland, J. K. Thompson, *Nature*, **484**, (7392) (2012) 78 (2012).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИВЕННОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Ковтаниук А.Е., Чеботарев А.Ю.*, Астраханцева А.А.

Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

*Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия

Рассматривается математическая модель, описывающая радиационные и тепловые процессы, возникающие при проведении внутривенной лазерной абляции. Эффективность и безопасность лазерной абляции оценивается по поведению температурных профилей в различных точках расчетной области. Анализируется влияние различных факторов на поведение температуры.

В 1999 году Voné сделал первое сообщение о клиническом внутрисосудистом применении лазера с длиной волны 810 nm для осуществления внутривенной лазерной абляции (ВВЛА) [1]. Механизм ВВЛА демонстрируется на рис. 1: лазерное оптоволокно вводится в поврежденную вену; далее, оптоволокно вытягивается из вены, при этом поглощенная энергия лазерного излучения вызывает значительный нагрев вены, что приводит к ее облитерации (закрытию сосуда). Поскольку большинство побочных эффектов незначительны, а серьезные осложнения редки, лазерная абляция представляет собой безопасную и минимально инвазивную процедуру, обладающую высокой эффективностью в лечении варикозной болезни [2].

В качестве математической модели, описывающей тепловые и радиационные процессы в области G , находящейся под воздействием лазерного излучения, рассмотрим систему уравнений, включающую уравнение теплопроводности и диффузионное уравнение переноса излучения:

$$-\nabla \cdot (\alpha \nabla \varphi) + \mu_a \varphi = P_\varphi \chi V^{-1}, \quad (1)$$

$$\rho c_p \frac{\partial \theta}{\partial t} - \nabla \cdot (k \nabla \theta) = \mu_a \varphi + P_\theta \chi V^{-1}. \quad (2)$$

Здесь $\varphi(x,t)$ есть усредненная по направлениям интенсивность излучения, $\theta(x,t)$ – температура, $\alpha(x)$ – коэффициент диффузии фотонов, $\alpha = 1/3(\mu'_s + \mu_a)$, $\mu_a(x)$ – коэффициент поглощения, μ'_s – приведенный коэффициент рассеяния, $k(x,t)$ – коэффициент теплопроводности, $c_p(x,t)$ – удельная теплоемкость, $\rho(x,t)$ – плотность, V – объем наконечника (карбонизированного слоя) оптоволоконка, P_φ – мощность источника, идущая на излучение, P_θ – мощность источника, идущая на нагрев наконечника оптоволоконка, $P_\varphi, P_\theta \geq 0$, $P_\varphi + P_\theta = P$, P – полная мощность источника, $\chi(x,t)$ – характеристическая функция части среды, в которой находится наконечник оптоволоконка, $x \in G$, $t \in (0, T)$. Диффузионное уравнение (1) описывает перенос излучения в среде с движущимся источником и учитывает эффекты поглощения и рассеяния фотонов. Уравнение теплопроводности (2) описывает кондуктивный перенос тепла с учетом тепла, поступающего от энергии поглощенного излучения (слагаемое $\mu_a \varphi$), и тепла, выделяемого движущимся нагретым наконечником оптоволоконка (слагаемое $P_\theta \chi V^{-1}$).

Обозначим через Γ границу области G . Уравнения (1), (2) дополним следующими граничными и начальными условиями:

$$\alpha \partial_n \varphi + 0.5 \varphi|_\Gamma = 0, \quad k \partial_n \theta + \gamma(\theta - \theta_b)|_\Gamma = 0, \quad (3)$$

$$\theta(x, 0) = \theta_0. \quad (4)$$

Таким образом, радиационные и тепловые поля в многокомпонентной области G при проведении ВВЛА описываются решением начально-краевой задачи (1)-(4). Основные эффекты, которые обычно учитываются при моделировании ВВЛА, являются: кондуктивный

теплообмен, поглощение излучения с выделением тепла и перенос тепла потоком пузырьков, образующихся на наконечнике оптоволоконна. Следуя [3, 4], для моделирования переноса тепла потоком пузырьков, исходящих от наконечника оптоволоконна, будем использовать следующее представление для коэффициента теплопроводности крови:

$$k(x,t) = \begin{cases} k_0(x,t), & \text{если } \theta < 95, \\ 200k_0(x,t), & \text{если } \theta \geq 95, \end{cases}$$

где k_0 – значение коэффициента теплопроводности крови, соответствующее температуре в начальный момент времени.

Моделирование ВВЛА проведено для излучения с длинами волн 810 и 1064 нм. Оптические и теплофизические параметры среды взяты из работы [4].

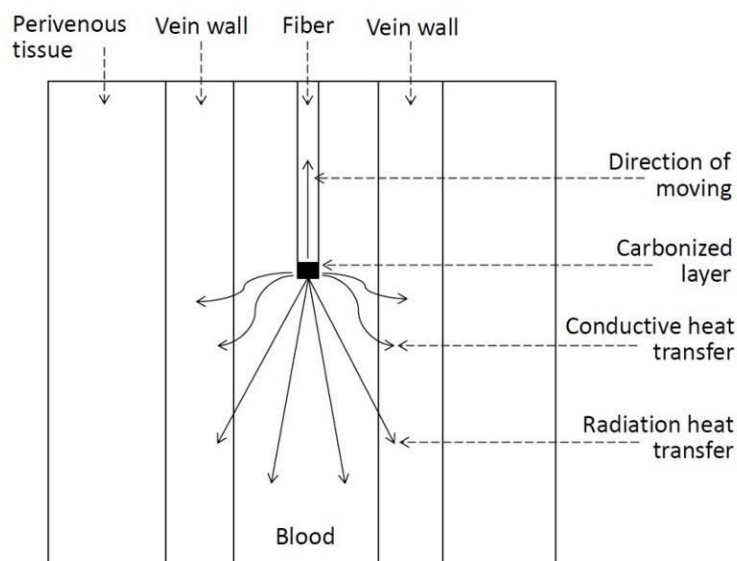


Рис. 1. Схема модельной области

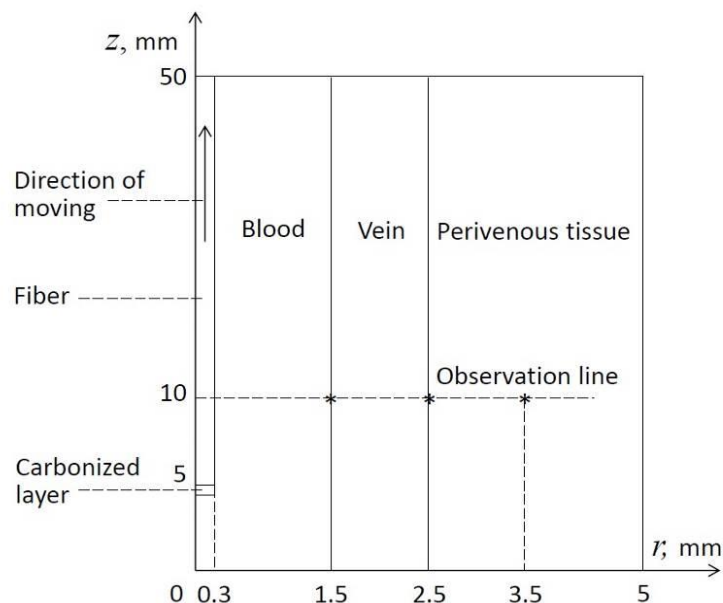


Рис. 2. Схема расчетной области

На рис. 2 изображена расчетная область в цилиндрической системе координат. Отмечены точки наблюдения, в которых вычисляются температурные профили: (1.5,10), внутренняя стенка вены; (2.5,10), внешняя стенка вены; (3.5,10), перивенозная ткань. На основе анализа величины и продолжительности нагрева внутренней стенки вены можно судить об

эффективности ВВЛА. С другой стороны, контроль температуры в перивенозной ткани позволяет обеспечить безопасность процедуры.

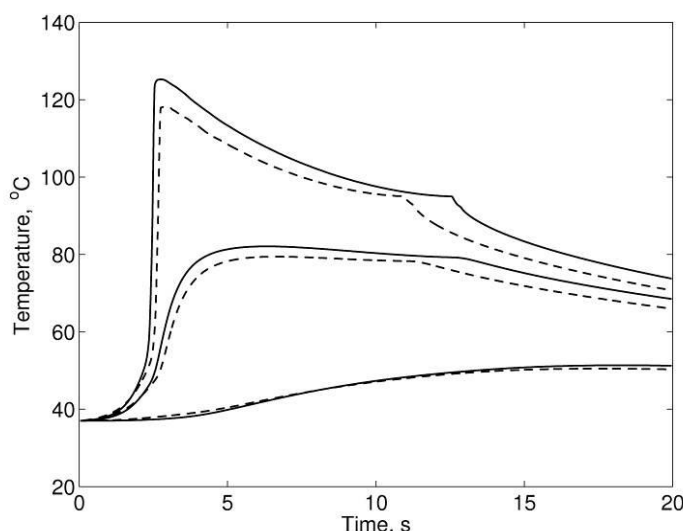


Рис. 3. Поведение температурных профилей в точках наблюдения при излучении с длиной волны 810 нм (сплошная линия) и 1064 нм (пунктир)

При проведении вычислительных экспериментов анализировалось влияние различных факторов на эффективность ВВЛА: мощность излучения, чернота наконечника оптоволоконка, скорость движения оптоволоконка, длина волны лазерного излучения. Например, на рис. 3 продемонстрировано поведение температурных профилей, соответствующих различным длинам волн, 810 и 1064 нм, для мощности излучения $P = 10W$ и черноте наконечника 0.3. Температурные профили вычислялись в трех точках наблюдения: (1.5,10), (2.5,10) и (3.5,10). При удалении от центральной оси вены уровень температуры уменьшается. Сплошная линия соответствует длине волны 810 нм, пунктирная – 1064 нм. Из анализа графиков на рис. 3 и сопоставления их с результатами [3, 4] можно сделать вывод, что температура на внутренней стенке вены достаточная для осуществления облитерации сосуда, с другой стороны, температура в перивенозной ткани является безопасной. Также можно отметить, что при длине волны 1064 нм уровень температуры и продолжительность кипения на внутренней стенке вены несколько меньше, чем при длине волны 810 нм. Увеличение этих характеристик для длины волны 1064 нм требует увеличения мощности излучения. Эксперимент демонстрирует важность учета длины волны при проведении ВВЛА.

В целом, использование математического моделирования позволяет подобрать параметры излучения, обеспечивающие эффективность и безопасность ВВЛА.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-01-00113 (а).

1. S.C. Boné, *Rev. Patol. Vasc.*, **5**, 35 (1999).
2. R.R. Van Den Bos, M. Neumann, K.-P. De Roos, T. Nijsten, *Dermatol. Surg.*, **35**, № 8, 1206, (2009).
3. P.W.M. Van Ruijven, A.A. Poluektova, M.J.C. Van Gemert, H.A.M. Neumann, T. Nijsten, C.W.M. Van der Geld, *Lasers Med. Sci.*, **29**, 431-439, (2014).
4. A.A. Poluektova, et al., Van der Geld C.W.M. // *Lasers Med. Sci.*, **29**, 441-452, (2014).

THE IMPACT OF LOW – FREQUENCY ULTRASOUND ON CHLORIN E6 ACTIVATION IN A375 MELANOMA CELLS

Dadadzhanova A.I., Kolesova E.P., Maslov V.G., Amar – Lewis E*, Goldbart R*,
Traitel T*, Kost J*, Orlova A.O.

ITNO University, St. Petersburg, Russia

* Ben-Gurion University of the Negev, Beersheba, Israel

In this work, for the first time, the sonodynamic effect in A375 melanoma cancer cells has been shown, caused by the combined effect of low-frequency ultrasound (20 kHz) and the tetrapyrrole molecule chlorin e6.

The spread of cancer is now rampant, and the search for new methods for the effective treatment of cancer is a socially significant task [1]. According to the world health organization (WHO), each year, cancer bypasses diseases that used to be the main causes of death and finding new methods for effective cancer treatment is a socially significant task. Radiotherapy and chemotherapy of the tumors not always lead to the degradation of cancer cells. At the same time, the use of non-toxic molecules can become the new methods to treatment of cancer. The type of anticancer therapy, such as sonodynamic therapy (SDT) [2], is currently under active study. SDT has been developed as a novel noninvasive approach, derived from photodynamic therapy (PDT) [3] using ultrasound (US) at 1–3 MHz with low power as impact causing cancer cell death. According to the studies, sonodynamic effect can be observed using traditional photosensitizers, which are used in PDT [4].

Chlorin e6 (Ce6) has been chosen as a sensitizer, whose optical and chemical properties are well known [5]. Despite the obvious benefits of SDT over other therapies, SDT has some side effects because the US frequencies used now in SDT can destroy normal cells and tissues. At the same time, US with a frequency of 20 kHz that does not harm human tissues and is used for transdermal drug delivery [6] to treat diabetes treatment because this frequency of US can only lead to minor damage of the cell membrane. In fact, 20 kHz US allows an increasing the concentration of drugs in cells and tissues without triggering the mechanisms of apoptosis or necrosis of cells.

For our knowledge 20 kHz US has never been studied in SDT applications up to now. This fact has encouraged us to study the impact of low intensity 20 kHz US on chlorin e6 photosensitizer in melanoma cells.

For the first time, we demonstrate the sonodynamic effect of 20 kHz US. Monomers of chlorin e6 loaded into melanoma cells can be efficiently activated by 20 kHz US thus triggering apoptosis of melanoma cells.

This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of Russian Federation, goszadanie no. 2019-1080.

1. A.R. Thompson and S.R. Baker, “Cancer and changes in facial appearance: a meta-ethnography of qualitative studies,” *Br. J. Health Psychol.*, 2019.

2. G.-Y. Wan, Y. Liu, B.-W. Chen, Y.-Y. Liu, Y.-S. Wang, and N. Zhang, *Cancer Biol. Med.* **13**, 325, 2016.

3. S.V. Sheleg et al., *Photodermatol. Photoimmunol. Photomed.*, **20**, 21, 2004.

4. C.Xu, J. Dong, M.Ip, X. Wang, and A.W. Leung, *Ultrasonics* **64**, 54–57, 2016.

5. M.N. Mocanu and F.Yan, *Spectrochim. Acta Part A Mol. Biomol. Spectrosc.* **190**, 208–214, 2018.

6. I. Lavon and J. Kost, *Drug Discov. Today* **9**, 670–676, 2004.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТАБЛЕТИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ КРОВИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Одляницкий Е.Л.*, Куля М.С.*, Кассар К.***, Мустафин И.А.***,
Трухин В.Н.*, ***, Королёв Д.В.****, Кононова Ю.В.****, Моне П.**,
Гийе Ж.П.**, Петров Н.В.*, и Смолянская О.А.*

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**IMS Laboratory, Университет Бордо, Таланс, Франция

*** ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

**** Национальный медицинский исследовательский центр имени
В.А. Алмазова, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследуется возможность применения метода импульсной терагерцовой (ТГц) голографии для восстановления оптических характеристик таблетированных образцов плазмы крови в пространстве на основе данных, полученных на ТГц спектрометре с разрешением во времени в режиме на пропускание.

Для выполнения расчетов по реконструкции оптических свойств в терагерцовом диапазоне электромагнитного спектра и их визуализации, для данного исследования были созданы таблетки из сухой спрессованной плазмы образцов нормальной и диабетической крови. Такой объект удобен для проведения экспериментальных измерений, он легко поддается транспортировке, достаточно прозрачен в ТГц диапазоне частот, его биохимические свойства не деградируют со временем. В то же время такая таблетка плазмы крови содержит в себе информацию о концентрации гликированных белков, что важно в случае изучения диабетических образцов. В этом исследовании была представлена численная модель таблеток плазмы крови с использованием экспериментально измеренных временных форм ТГц сигнала, полученных с помощью ТГц спектрометра, работающего в режиме на пропускание. Также, для диагностики таблеток такого типа в ТГц диапазоне частот, был предложен метод импульсной голографии с разрешением во времени (рис. 1). Суть предлагаемого способа заключается в возможности восстановления пространственно-распределенных оптических свойств, а также частотно-зависимых характеристик.

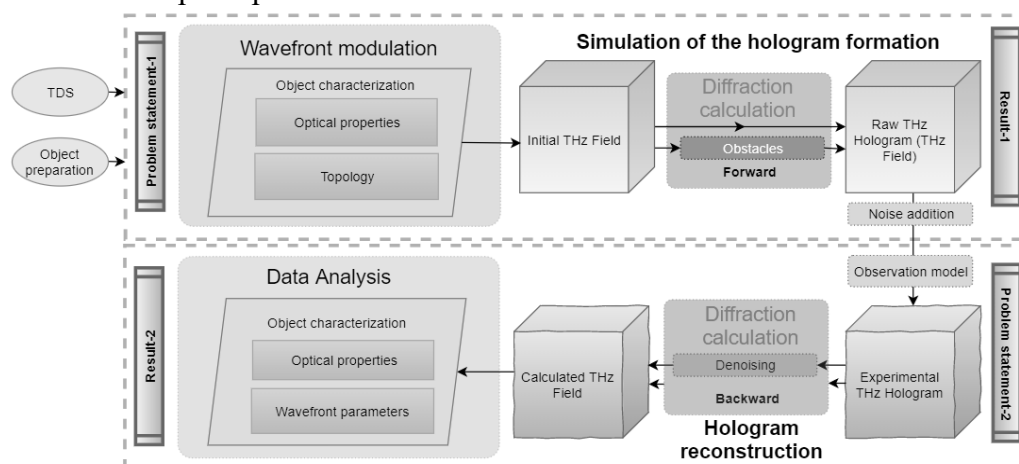


Рис. 1. Концептуальная диаграмма метода импульсной терагерцовой голографии

Ранее мы тестировали метод импульсной ТГц голографии на образцах неорганического происхождения [1]. После этого мы попытались сделать это на образцах ткани в режиме на пропускание [2], а затем в режиме отражения [3]. Поэтому наша задача в данной работе состояла в том, чтобы предоставить исследование, в котором образцы одновременно

измеряются в схеме, работающей в режиме на пропускание, и анализируются с помощью метода импульсной ТГц голографии.

Была создана подходящая модель биологической ткани (плазмы крови) двух типов - нормальной и диабетической, причем образцы были относительно однородными и квазиплоскими для распространяемого ТГц излучения. Эта модель была основана на экспериментально измеренных временных формах ТГц сигнала, полученных на ТГц спектрометре с разрешением во времени. Также была изучена возможность диагностики этих образцов на основе пространственного распределения их оптических параметров. Последнее стало возможно благодаря методу импульсной ТГц голографии, который позволяет регистрировать голограммы в плоскости детектирования и обеспечивать моделирование распространения волнового фронта к плоскости объекта. Таким образом, данные, полученные в плоскости объекта, дают достаточную информацию для восстановления пространственного распределения комплексного показателя преломления исследуемого образца (рис. 2).

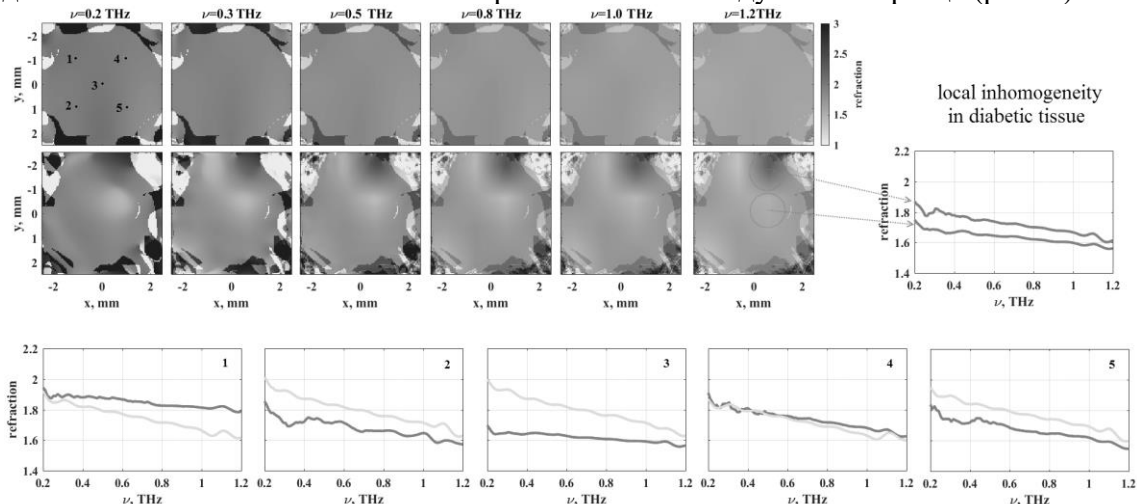


Рис. 2. Пространственное распределение восстановленного комплексного показателя преломления для образцов нормальной и диабетической плазмы крови

Кроме того, информация о показателе преломления в зависимости от частоты в каждой точке моделируемого объекта также доступна.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и НЦНИ в рамках научного проекта №18-51-16002, а также РФФИ №17-00-00275 (17-00-00272).

1. N. Petrov et al., IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology **6.3**, 464-472, (2016).
2. O. Smolyanskaya et al., Biomedical optics express, **9.3**, 1198-1215, (2018).
3. Q. Cassar et al., Biomedical optics express, **9.7**, 2930-2942, (2018).

РАЗРАБОТКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО РАССЕЙВАТЕЛЯ, ПОЛУЧЕННОГО ПУТЕМ ПЛАВЛЕНИЯ СЕРДЦЕВИНЫ СВЕТОВОДА

Токарева Я.Д., Конин Ю.А., Коннов К.А., Бочкова С.Д., Дмитриев А.А.,
Варжель С.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлена схема волоконного лазера для формирования микрополостей в сердцевине световода с помощью плавления (fuse-эффекта) и экспериментальная зависимость образования таких полостей от мощности вводимого излучения. Описаны существующие технологии записи рассеивателей света и возможности их применения.

В волоконной оптике существует отдельное направление по созданию и исследованию датчиков на основе оптических волноводов. Волоконно-оптические датчики находят применение в науке, технике и медицине. Из-за возрастания потребности в датчиках физических величин (температуры, давления, показателя преломления), усиливаются требования, предъявляемые к измеряющим устройствам. Измерители должны быть надежными, простыми в управлении и иметь долгий срок службы. Для исследований в агрессивных средах необходимо соблюдать особые требования, поскольку даже малые изменения состояния среды способны привести к погрешностям измерений или вывести датчик из строя. В работах [1, 2] был рассмотрен подробный способ создания датчиков в сердцевине волокна с помощью образования микрополостей в структуре волновода. Эти микропустоты представляют собой интерферометр Фабри-Перо, и на их основе возможно разрабатывать различные датчики [3]. После образования полостей в сердцевине световода, происходит высвечивание оптического излучения с боковой поверхности оптоволокна. В медицине, в частности в фотодинамической терапии и при проведении малоинвазивных операций, существует потребность такого высвечивания.

Для образования рассеивающих микрополостей в сердцевине оптического волокна применяются различные технологии, основанные на снятии защитно-упрочняющего покрытия (ЗУП), что приводит к снижению прочности и изгибоустойчивости световода [4]. Перепокрывание оптического волокна не восстанавливает его прочностных свойств. Поэтому, научная проблема заключается в применении технологии, которая позволит образовывать в сердцевине волокна микрополости без снятия защитного покрытия.

На сегодняшний день существует несколько технологий создания области волоконного световода, выводящей излучение из его сердцевины:

- плавление сердцевины оптического волокна лазерными импульсами фемтосекундной длительности [5];
- травление оптического волокна до сердцевины с последующей защитой обработанной поверхности «чулком» (из тефлона или медицинского поликарбоната) [6];
- смена защитного покрытия световода с низкого показателя преломления на высокий (применимо для кварц-полимерного оптического волокна) [7];
- применение распределенных решеток Брэгга. Рассеивающая часть волокна повторно покрыта ЗУП [8].

Наше решение основывается на технологии оптического пробоя – fuse-эффект, которая путем катастрофического разрушения сердцевины волокна, приводит к образованию микрополостей без снятия ЗУП. В ходе работы был собран иттербиевый волоконный лазер, в состав которого входят:

- лазерный диод накачки (980 нм, мощностью до 30 Вт);
- активное GTWave волокно (24 м);
- пара решеток Брэгга с коэффициентами отражения 100% и 30%.

На рис. 1 представлена схема собранного волоконного лазера.

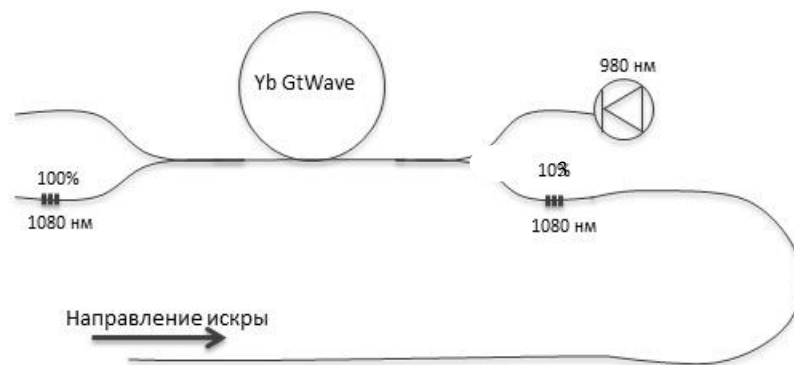


Рис. 1. Схема иттербиевого волоконного лазера для записи волоконно-оптических рассеивателей

В работе представлена зависимость получаемой структуры оптоволоконного рассеивателя от мощности вводимого излучения. Данные показаны на рис. 2 а-в.

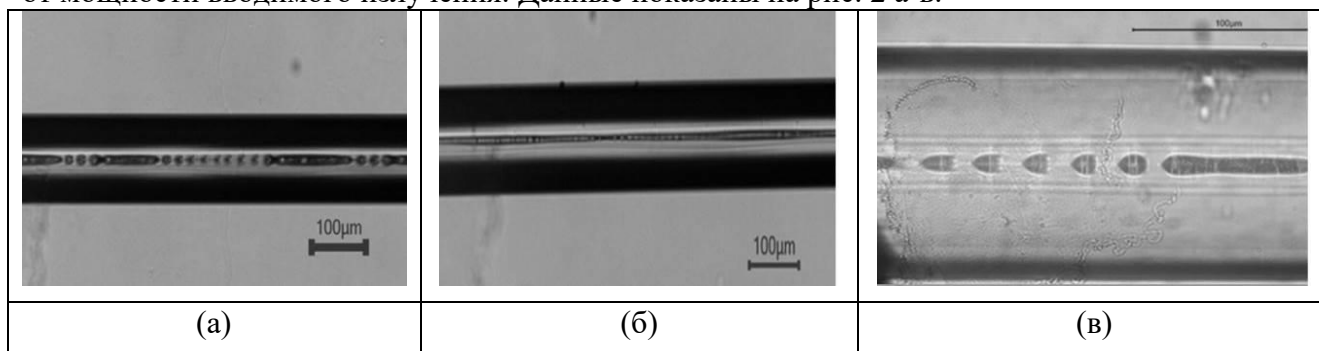


Рис. 2 (а-в). Структура сердцевины световода при различных мощностях. Где (а) при 1,78 Вт, (б) при 4,48 Вт, (в) при 5,48 Вт

По результатам исследования, было выявлено, что для записи необходимой структуры рассеивателя со схемы в оптическое волокно должна вводиться мощность от 2 Вт.

Такие рассеиватели можно использовать в качестве термодатчиков, измерителей гидростатического давления и в медицинских исследованиях, в особенности в фотодинамической терапии.

1. M.F. Domingues, T.B. Paixão, E.F.T. Mesquita, N. Alberto, A.R. Frias, R.A.S. Ferreira, H. Varum, P.F.C. Antunes, *IEEE Sensors J.*, **15**, 5654, (2015).
2. M.F. Dominguesa, T. Paixãoob, E. Mesquitac, N. Albertoa, P. Antunesa, H. Varumc, P.S. Andréf, *Proc. of SPIE*, **9634**, 96345M, (2015).
3. C.R. Liao, T.Y. Hu, D.N. Wang, *Opt. Express*, **20**, №20, 22813, (2012).
4. Я.Д. Токарева, А.И. Гаранин, А.А. Дмитриев, С.В. Варжель, *Сборник тезисов докладов IX Конгресса молодых ученых*. Электронное издание, (2020).
5. S.J. Rychnovsky, M.G. Shinn, Patent: WO 1999023041 A1, (1999).
6. В.Г. Артюшенко, Г.Л. Даниелян, К.В. Мазайшвили, Г.А. Меерович, Патент RU 2571322, (2014).
7. D.C. Brown, Patent: US 4733929 A, (1986).
8. X.G. Robin, С.Н. Tam, Patent: US 6398778 B1, (1999).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МОНОМЕРА ИНДОЦИАНИНА ЗЕЛЕНОГО, ИНКАПСУЛИРОВАННОГО В ЦТАБ МИЦЕЛЛАХ

Кондратенко Т.С., Смирнов М.С., Овчинников О.В., Гревцева И.Г.,
Асланов С.В.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», кафедра оптики и спектроскопии, Воронеж, Россия

Исследованы люминесцентные свойства Индоцианина зеленого, инкапсулированных в мицеллах ЦТАБ. Показано увеличение интенсивности свечения в 7 раз и среднего времени жизни люминесценции в 3 раза. Полученные закономерности объясняются блокированием безызлучательных процессов в красителе за счет взаимодействия с ЦТАБ.

Сегодня большую актуальность имеют исследования, посвященные улучшению параметров уже существующих и одобренных клинически флуоресцентных меток. Индоцианин зеленый (ICG) - контрастный краситель ближней инфракрасной области, который одобрен для клинической диагностики во многих странах и используется для медицинской диагностики и оценки кровотока. ICG способен проникать в клетки и накапливаться в метастатических опухолях. Однако его использование в качестве люминесцентной метки малопродуктивно вследствие необратимой фотодеградации под действием возбуждающего света, а также безызлучательной релаксации возбуждения из-за подвижности молекулярной структуры, особенно полиметиновой цепи. В качестве основного приема стабилизации мономерной формы ICG рассматривается его инкапсуляция с использованием производных фосфата кальция [1], мезопористых кремневых наночастиц [2], полимерных нанокомпозитов [3], связывание с липидными наночастицами [4, 5], наночастицами альбумина [6, 7], нановолокнами, плазмонными наночастицами [6]. Перспективным для инкапсуляции ICG является поверхностно-активное вещество бромид цетилтриметиламмония (ЦТАБ), который обладает положительным зарядом и образует сферические мицеллы в водном растворе. Подобная стабилизация структуры и свойств подробно исследованы для азокрасителей. Кроме того, ЦТАБ мицеллы используются для получения наночастиц благородных металлов, которые в медицинском таргетинге выполняют роль направляющих агентов. Данная работа посвящена исследованию люминесцентных свойств ICG при его инкапсуляции в водном растворе бромид цетилтриметиламмония (ЦТАБ), образующего катионные мицеллы.

Все исследованные растворы готовились в дистиллированной воде. Водный раствор ICG получали в концентрации 10^{-5} моль/л путем последовательного разбавления. В работе использовали ICG высокой степени чистоты (Sigma-Aldrich). Для получения катионных ЦТАБ мицелл использовали ПАВ цетилтриметиламмоний бромид (ЦТАБ) фирмы "Fluka" без дополнительной очистки. Для образования мицелл ЦТАБ растворяли в воде в концентрации $5 \cdot 10^{-2}$ моль/л и подогревали до температуры 40°C . Инкапсуляцию ICG осуществляли введением водного раствора красителя в подогретый раствор ЦТАБ в соотношении $2 \cdot 10^{-2}$ м.д. (моль красителя/моль ЦТАБ).

Исследования проводили с помощью люминесцентных и абсорбционных методик. Спектры стационарного поглощения и люминесценции приготовленных образцов исследовались с помощью спектрофотометра USB2000+ (Ocean Optics, USA). Возбуждение люминесценции осуществляли полупроводниковым лазером LPC-826 (Mitsubishi, Japan) на длине волны 660 нм с мощностью 200 мВт. Представляемые результаты получены при комнатной температуре.

На рисунке представлены спектры оптического поглощения молекул ICG в концентрации 10^{-5} моль/л в водном растворе и в ЦТАБ мицеллах. В спектре поглощения водного раствора ICG наблюдается интенсивная полоса с максимумом 780 нм и коротковолновое плечо в области 700-720 нм. Эта полоса принадлежит поглощению мономерами ICG (M-полоса) и соответствует разрешенному синглет-синглетному переходу ($S_0 \rightarrow S_1^*$) типа $\pi \rightarrow \pi^*$ [2]. Коротковолновое плечо

для данной концентрации красителя обусловлено димеризацией части молекул. Инкапсуляция ICG в мицеллы ЦТАБ приводит к существенному bathochromному сдвигу полосы поглощения красителя. Поглощение мономера смещалось к 805 нм, а димера в область 720-740 нм.

Длинноволновое смещение полос наблюдали и в спектрах люминесценции. В водном растворе ICG имеет пик люминесценции в области 820 нм, принадлежащий свечению мономера. В растворе с добавлением ЦТАБ этот пик смещается к 845 нм. При этом наблюдается увеличение интенсивности свечения в полосе мономера в 7 раз.

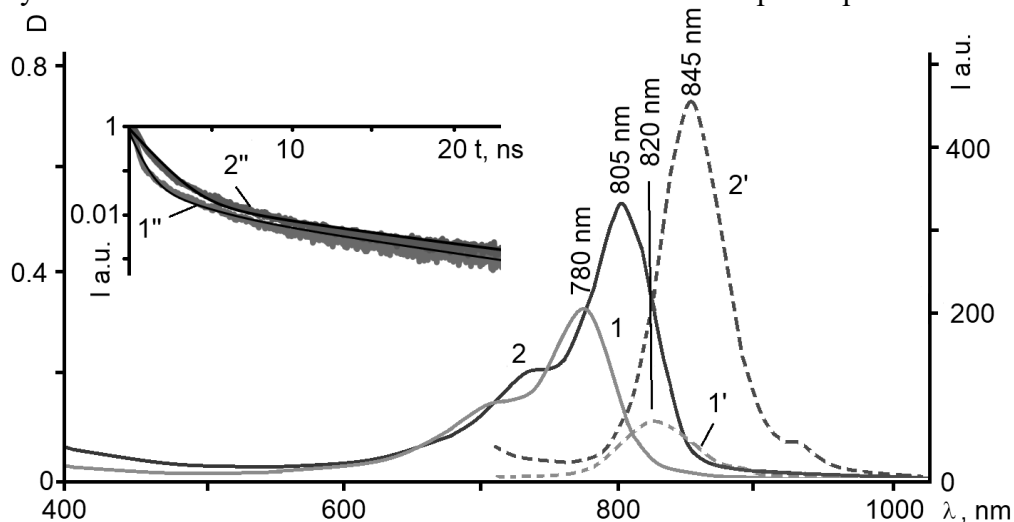


Рисунок. Спектры оптического поглощения (сплошная линия) и люминесценции (прерывистая линия) ICG в водном растворе в концентрации 10^{-5} моль/л) (кривые 1 и 1') и в ЦТАБ растворе (в мольном отношении ICG/ЦТАБ= $2 \cdot 10^{-2}$ м.д.). На врезке представлены кривые затухания люминесценции соответствующих образцов в полосе свечения мономера ICG

Наблюдаемые спектральные закономерности представляют интересную картину, отражающую сенсibilизацию свечения в полосе мономеров ICG (820-845 нм), которую возможно объяснить процессами, происходящими при инкапсуляции молекул в ЦТАБ мицеллы. По-видимому, инкапсуляция обеспечивает жесткое закрепление структуры красителя за счет электростатического взаимодействия отрицательных сульфогрупп ICG SO_3^- с положительно заряженным катионом ЦТАБ. Такое взаимодействие приводит к уменьшению числа каналов безызлучательного распада возбуждений красителя при его инкапсуляции в ЦТАБ мицеллы.

Уменьшение эффективности безызлучательных каналов подтверждают данные кинетики затухания люминесценции в полосе мономера (рис., врезка). Видно, что инкапсуляция молекул ICG в ЦТАБ мицеллы способствует замедлению затухания люминесценции. Фитирование данных кривых суммой двух экспонент позволило определить времена жизни люминесценции свободного и инкапсулированного красителя, которые составили 0,18 нс и 0,56 нс, соответственно. Такое поведение характерно для ICG при взаимодействии с окружением, и даже имеются методики определения наличия опухоли по увеличению времени жизни люминесценции ICG за счет его связывания с клетками опухоли.

Работа поддержана грантом Президента РФ (МК-586.2019.2).

1. E.I. Altinoglu, T.J. Russin, J.M. Kaiser, B.M. Barth, P.C. Eklund, M. Kester, J.H. Adair, *ACS Nano*, **2**, №10, 2075–2084, (2008).
2. C.H. Lee, S.H. Cheng, Y.J. Wang, Y.C. Chen, N.T. Chen et al., *Adv. Funct. Mater.*, **19**, №2, 215–222, (2009).
3. R.H. Patel, A.S. Wadajkar, N.L. Patel, V.C. Kavuri, K.T. Nguyen, H.L. Liu, *J. Biomed. Opt.*, **17**, №4, 046003, (2012).
4. F.P. Navarro, M. Berger, S. Guillermet, V. Jossierand, L. Guyon, E. Neumann, et al., *J. Biomed. Nanotech.*, **8**, 730-41, (2012).
5. Z. Sheng, D. Hu, M. Zheng, P. Zhao, H. Liu, D. Gao, et al., *ACS nano*, **8**, 12310-22, (2014).
6. Q. Chen, C. Liang, X. Wang, J. He, Y. Li, Z. Liu, *Biomaterials*, **35**, 9355-62, (2014).
7. P. Huang, Y. Gao, J. Lin, H. Hu, H. Liao, X. Yan, et al., *ACS nano*, **9**, 9517-27, (2015).

SINGLET OXYGEN GENERATION BY HYBRID STRUCTURES BASED ON QUANTUM DOTS AND PORPHYRIN IN DIFFERENT MEDIA

Sewid F.A., Skurlov I.D., Orlova A.O.
ITMO University, St. Petersburg, Russia

The hybrid structures based on semiconductor CdSe/ZnS quantum dots and photosensitizer, i.e. tetraphenylporphyrin molecules, have been formed in different media. We demonstrate that combination of tetraphenylporphyrin molecules with CdSe/ZnS quantum dots allows doubled singlet oxygen generation due to efficient intracomplex FRET and saving monomeric form of tetraphenylporphyrin molecules in comparison with free tetraphenylporphyrin.

Porphyrins and their derivatives are widely used as photosensitizers in Photodynamic Therapy (PDT) of oncology diseases due to their unique properties, i.e. high quantum yield of singlet oxygen (SO) generation and efficient accumulation in tumor cells [1-3]. Nevertheless, they have some shortcomings, i.e. low solubility in water, release of phototoxic products and slow excretion from the body [4-8]. This challenge can be overcome by using a combination of porphyrins with colloidal semiconductors quantum dots (QDs) as a platform for developing new and effective drug systems for PDT [9-10].

We present the results of the study of SO generation by hybrid structures of CdSe/ZnS QDs with photosensitizer Tetraphenylporphyrin (TPP) in organic and aqueous media. QDs-TPP hybrid structures are formed as a result of coordination of TPP with Zn surface atoms of QDs. hybrid structures have been characterized by stationary UV absorption and PL spectroscopy. Singlet oxygen luminescence spectra in organic medium were measured with hand-made IR experimental set-up. To detect SO in aqueous medium, the commercially available fluorescent sensor called a Singlet Oxygen Sensor Green (SOSG).

Figures (a and b) shows the PL spectra of QDs and QDs-TPP hybrid structures in organic medium and in chitosan, respectively. It is clearly seen that an increase in TPP concentration in the samples leads to QDs PL quenching due to efficient FRET from QDs. Our structures also demonstrate an increase in SO generation in comparison with free TPP molecules at the same conditions.

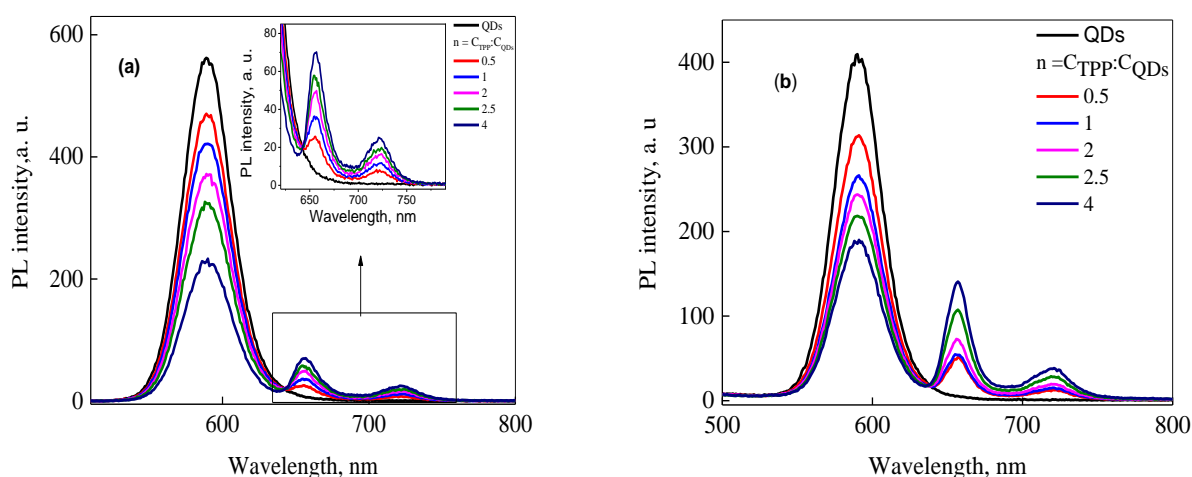


Figure. PL spectra of CdSe/ZnS QDs- TPP hybrid structures (a) in CCL₄ solution; 1-5 are mixtures of QDs ($C_{QDs} \sim (0.53 \times 10^{-6} \text{ M})$) and TPP molecules (C_{TPP} is varying from $(0.3- 5) \times 10^{-6} \text{ M}$) ; (b) in chitosan solution ; 1-5 are mixtures of QDs ($C_{QDs} \sim (0.3 \times 10^{-6} \text{ M})$) and TPP molecules (C_{TPP} is varying from $(0.2- 1.2) \times 10^{-6} \text{ M}$) at PL excitation wavelength is 417 nm

1. J.F. Lovell, T.W. Liu, J. Chen, G. Zheng. Chem. rev., **110**, №, 2839-2857. 2010.
2. J.M. Tsay, M. Trzoss, L. Shi, X. Kong, M. Selke, M.E. Jung, S. Weiss. J. Am. Chem. Soc., **129**, №21, 6865-6871, 2007.

3. A.M. Smith, G. Ruan, M.N. Rhyner, and S. Nie. *An. biomed.engi*, **34**, №1, 3-14, 2006.
4. J.L. Paris and M. Vallet-Regí, *Fun. Nanopar. Elsevier*, 1-28, 2018.
5. R. Vankayala, A. Sagadevan, P. Vijayaraghavan, C.L. Kuo, and K.C. Hwang. *Angewandte Chemie Inter.Ed.*, **50**, №45, 10640-10644, 2011.
6. N. Mehraban and H. Freeman. *Materials*, **8**, №7, 4421-4456, 2015.
7. G. Ramalingam, C. Ragupathi, K. Kaviyarasu, D. Letsholathebe, S. Mohamed, C.M. Magdalane, G. Mola, A.B. Isaev, M. Maaza. *nanosci. and nanotech.*, **19**, №7, 4026-4032, 2019.
8. D.A. Cagan, A.C. Garcia, K. Li, D. Ashen-Garry, A.C. Tadde, D. Zhang, K.J. Nelms, Y. Liu, J.R. Shallenberger, J.J. Stapleton. *Amer. Chem. Soc.*, **141**, №1, 67-71, 2018.
9. I.V. Martynenko, A.O. Orlova, V.G. Maslov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, M. Artemyev. *Be.j. nanotech.*, **4**, 895, 2013.
10. A. Skripka, D. Dapkute, J. Valanciunaite, V. Karabanovas, R. Rotomskis. *Nanomaterials*, **9**, №1, 9, 2019.
11. I.D. Skurlov, D.A. Onishchuk, P.S. Parfenov, A.P. Litvin, *Opt. Spectrosc.* **125**, 756–759, 2018.

СТАБИЛЬНОСТЬ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ CDSE/ZNS КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

Колесова Е.П., Вениаминов А.В., Путилин С.Э., Петров Н.В., Орлова А.О.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовано влияние фемтосекундного лазерного излучения с центральной длиной волны 800 нм на люминесцентные свойства CdSe/ZnS КТ, внедренных в полимерные трековые мембраны. Установлено, что длительное облучение образцов мембран приводит к увеличению квантового выхода экситонной люминесценции КТ и сопровождается частичной деструкцией ZnS оболочки КТ.

Наноструктурированные материалы с выраженными нелинейно-оптическими свойствами привлекают интерес исследователей во многих сферах, включая энергетическую промышленность, лазерную технику и медицину [1]. Известные в настоящее время методы диагностики различных заболеваний, основанные на нелинейных оптических эффектах [2], позволяют проводить трехмерную клеточную визуализацию, открывая беспрецедентные возможности для обеспечения химической диагностической специфичности (способности отделять друг от друга разные элементы, объекты и т.п., классифицировать объекты по группам). Недавно был предложен метод осевой цифровой голографии с временным разрешением и сверхвысокой чувствительностью, основанный на измерениях дифракционных картин в зоне дифракции Френеля с использованием подхода накачка-зондирование [3]. Благодаря значительному увеличению чувствительности за счет статистической обработки экспериментальных данных, метод позволяет проводить надежные измерения в экспериментальных условиях, связанных с наблюдением слабых сигналов фазового запаздывания, наведенных нерезонансным эффектом оптической нелинейной фоторефракции в приближении пространственно однородных объектов. Данный подход может быть использован наряду с традиционными методами голографической микроскопии для исследования биологических объектов. Ввиду низкого порога повреждения биологических тканей, необходимым условием применения данного подхода является повышение его чувствительности. Оно может быть достигнуто при использовании в качестве меток полупроводниковых квантовых точек (КТ), которые характеризуются высокими значениями нелинейного показателя преломления и поглощения [4].

Полупроводниковые КТ ядро/оболочка I типа, например, КТ CdSe/ZnS, демонстрируют высокий нелинейный отклик за счет локального поля диэлектрической среды, в качестве которой выступает оболочка КТ [5]. В ряде работ продемонстрировано, что архитектура КТ, а именно диаметр ядра, толщина и состав оболочки, оказывают значительное влияние на нелинейные свойства КТ [6]. Также хорошо известно, что КТ относятся к фотоактивируемым системам, и при воздействии внешнего излучения на поверхности КТ происходит ряд фотохимических процессов [7], способных привести к их фотоокислению и, как следствие, к изменению их архитектуры и нелинейного отклика. В связи с этим представляется необходимым изучить стабильность линейных и нелинейных оптических свойств КТ под действием фемтосекундного лазерного возбуждения ближней ИК области, которое традиционно используется в методе осевой цифровой голографии с временным разрешением [3], и определить диапазон доз электромагнитного излучения, падающего на образец КТ, в котором данные КТ будут демонстрировать стабильность нелинейного оптического отклика.

Коллоидные квантовые точки CdSe/ZnS были внедрены в разрыхленный приповерхностный слой пор полиэтилентерефталатных трековых мембран (размер пор 50 нм) согласно процедуре, описанной в работе [8]. Для пропитывания трековые мембраны погружались в раствор КТ в толуоле (концентрация раствора 10^{-5} М) на 9 дней, после чего поверхность трековых мембран тщательно промывалась толуолом для удаления КТ с

поверхности. Сформированный образец подвергался длительному воздействию импульсного излучения лазерной системы на основе регенеративного усилителя Regulas 35f1k с центральной длиной волны 800 нм, средней мощностью 1,4 Вт, частотой повторения импульсов 1 кГц и длительностью импульса 30 фс. Излучение с данной длиной волны лежит в области прозрачности КТ CdSe/ZnS, однако хорошо известно, что при определенных условиях в КТ может быть реализовано эффективное двухфотонное поглощение [9]. В течение облучения с помощью спектрометра Ocean Optics USB4000 периодически регистрировались спектры люминесценции КТ, возбуждаемой тем же импульсным излучением и детектируемой под углом 45° к прошедшему через образец излучению. При облучении использовалась непрозрачная маска с квадратным отверстием 5×5 мм, для выделения люминесценции на фоне рассеянного возбуждающего излучения использовалось два светофильтра ЗС8. На рис. 1 представлена фотография мембраны после облучения импульсным лазером в течение 2 часов.

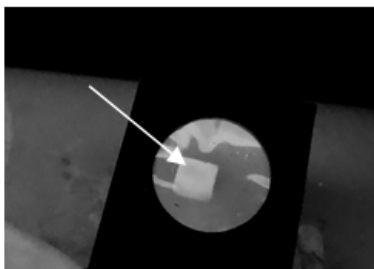


Рис. 1. Фотография освещаемой УФ лампой трековой мембраны с внедренными КТ CdSe/ZnS после двухчасового облучения импульсным лазером, обозначена область, подвергаемая экспозиции

Из рис. 1 видно, что после воздействия излучением с длиной волны 800 нм в образце сформировалась прямоугольная область, в которой интенсивность люминесценции КТ заметно выше, чем в остальном образце. Следует отметить, что латеральные размеры данной области полностью соответствуют отверстию в маске, используемой при облучении образца. Это означает, что облучение трековой мембраны с внедренными КТ фемтосекундным лазерным излучением с центральной длиной волны 800 нм приводит к увеличению квантового выхода люминесценции КТ в результате фотохимических реакций на их поверхности. Ранее подобные эффекты наблюдались при длительном облучении КТ в растворах, сухих слоях и в составе гибридных структур электромагнитным излучением с длинами волн, лежащими в области электронного поглощения КТ [7].

Наблюдаемый эффект разгорания люминесценции CdSe/ZnS КТ под действием лазера с длиной волны 800 нм может быть связан с эффективным двухфотонным поглощением КТ [9] или с прямым заселением уровней энергии, соответствующих ловушечным состояниям (trap states), на поверхности КТ [10]. Явление фотоиндуцированного изменения квантового выхода люминесценции КТ под действием электромагнитного излучения, лежащего в области прозрачности КТ, в данной работе, продемонстрировано впервые. Поэтому для установления наиболее вероятного механизма фотоиндуцированного изменения квантового выхода экситонной люминесценции КТ необходимо проведение дальнейшего исследования. Следует отметить, что эффект изменения квантового выхода люминесценции КТ под действием фемтосекундного лазерного излучения с центральной длиной волны 800 нм оказался необратимым на протяжении по крайней мере 10 недель.

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности в максимуме люминесценции КТ от дозы падающего на образец излучения.

Как видно из рис. 2, на первом этапе облучения (доза <1 кДж) происходит быстрое увеличение интенсивности люминесценции в 2,5-3 раза. При больших дозах облучения наблюдается незначительное уменьшение интенсивности люминесценции, которое обусловлено фотоокислением полупроводниковой оболочки ZnS КТ и формированием новых ловушечных состояний на их поверхности [7]. Следует отметить, что фотоокисление поверхности КТ последовательно приводит к разрушению полупроводниковой оболочки и затем самого ядра КТ. Оба процесса сопровождаются симбатным смещением в область более высоких энергий максимума экситонной полосы люминесценции КТ и края их фундаментального поглощения [9].

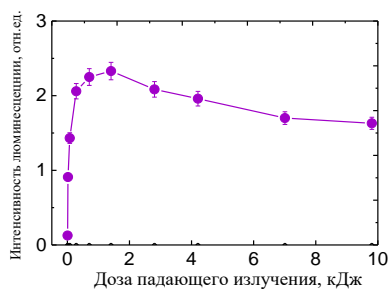


Рис. 2. Зависимость интенсивности в максимуме люминесценции КТ CdSe/ZnS, возбуждаемой фемтосекундным лазерным излучением с центральной длиной волны 800 нм, от дозы падающего на образец излучения

Изменение размера КТ должно сопровождаться смещением максимума интенсивности люминесценции и может значительно ухудшить нелинейный отклик КТ [6]. На рис. 3. представлена зависимость положения максимума интенсивности люминесценции и полуширины пика люминесценции от времени облучения.

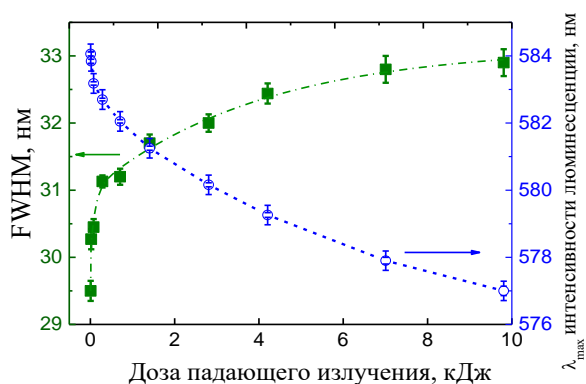


Рис. 3. Зависимости положения максимума (λ_{max}) и ширины на полувисоте (FWHM) полосы люминесценции от падающей на образец дозы при облучении фемтосекундным лазером с центральной длиной волны излучения 800 нм

Как видно из рис. 3, длительное облучение образца приводит к постепенному смещению максимума полосы экситонной люминесценции КТ в область больших энергий и незначительному увеличению ее ширины полосы люминесценции КТ. Согласно работе Бавенди [11], наблюдаемый коротковолновый сдвиг полосы люминесценции CdSe/ZnS КТ в наших образцах свидетельствует о частичной деструкции ZnS оболочки, а именно уменьшении ее толщины с 5 Å до 1,8 Å. Это означает, что в выбранном диапазоне доз облучения не происходит деструкции ядра CdSe/ZnS КТ а, следовательно, и ухудшения их нелинейного отклика [6]. Интересно отметить, что недавно в работе [6] было показано, что уменьшение толщины полупроводниковой оболочки у CdSe/ZnS КТ может приводить к увеличению нелинейного поглощения и показателя преломления. В развитие работы планируется установить зависимости нелинейного отклика CdSe/ZnS КТ от толщины оболочки ZnS и дозы падающего на образец излучения и определить оптимальные параметры КТ для их использования в качестве меток в методе осевой цифровой голографии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Проект № 19-52-52018) и при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, госзадание №2019-1080.

1. P. Sankar, R. Philip, *Characterization of Nanomaterials*. – Woodhead Publishing, 301-334, (2018).
2. A.M. Streets, A. Li, T. Chen, Y. Huang, *Anal. Chem.*, **86**, 8506–8513 (2014).
3. N.V. Petrov, S.S. Nalegaev, A.V. Belashov, I.A. Shevkunov, S.E. Putilin, Y.C. Lin, C.J. Cheng, *Optics Letters*, **43**, №15, 3481-348, (2018).

4. S.H. Park, M.P. Casey, J. Falk, *J. of App. Phys.*, **73**, №12, 8041-8045, (1993).
5. R.K. Jain, R.C. Lind, *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, №5, 647-653, (1983).
6. S. Bhagyaraj, S. Perumbilavil, R. Udayabashkar, R.V. Mangalaraja, S. Thomas, N. Kalarikkal, O.S. Oluwafemi, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **21**, №21, 11424-11234, (2019).
7. C. Carrillo-Carrión, S. Cárdenas, B.M. Simonet, and M. Valcárcel, *Chem. Commun.*, №35, 5214- 5226, (2009).
8. A.O. Orlova, Y.A. Gromova, A.V. Savelyeva, V.G. Maslov, M.V. Artemyev, A. Prudnikau, A.V. Baranov, *Nanotechnology*, **22**, №45, 455201, (2011).
9. R. Gui, H. Jin, Z. Wang, L. Tan, *Coor. Chem. Rev.*, **338**, 141-185, (2017).
10. A. Veamatahau, B. Jiang, T. Seifert, S. Makuta, K. Latham, M. Kanehara, Y. Tachibana, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **17**, №4, 2850-2858, (2015).
11. B.O. Dabbousi, J. Rodriguez-Viejo, F.V. Mikulec, J.R. Heine, H. Mattoussi, R. Ober, M.G. Bawendi, *The J. of Phys. Chem. B.*, **101**, №46, 9463-9475, (1997).

ГЕНЕРАЦИЯ АКТИВНЫХ ФОРМ КИСЛОРОДА НАНОКОМПОЗИТАМИ, СОСТОЯЩИМИ ИЗ AgInS_2 КВАНТОВЫХ ТОЧЕК, ПОКРЫТЫХ ОБОЛОЧКОЙ ДИОКСИДА ТИТАНА

Колесова Е.П., Маковецкая А.В., Куршанов Д.А., Орлова А.О.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе были синтезированы водорастворимые нанокompозитные системы, состоящие из AIS квантовых точек, покрытых полупроводниковой оболочкой диоксида титана. Исследована эффективность генерации АФК под действием излучения различных спектральных диапазонов. Продемонстрировано, что TiO_2 в составе нанокompозитов эффективно генерирует АФК как под действием УФ излучения, так и под действием видимого излучения за счет переноса электрона от ядра к оболочке в синтезированной системе.

Проблема поиска новых лекарственных препаратов для быстро распространяющихся и представляющих серьезную опасность бактериальных и онкологических заболеваний носит глобальный характер. В настоящее время ведутся активные разработки систем, использование которых смогло бы решить проявляющуюся у бактерий устойчивость к антибиотикам [1] и стать универсальной для тераностики различных типов онкологии [2]. Стремительное развитие методов коллоидного синтеза и модификации наночастиц биосовместимыми материалами привело к взрывному росту числа работ, в которых наночастицы рассматриваются как перспективные системы для терапии и диагностики социально-значимых заболеваний [3]. Уникальность наносистем заключается в возможности создания мультифункциональной системы, которая одновременно может быть использована для высокочувствительной диагностики и позволяет использовать физические методы воздействия на бактерии и раковые клетки для достижения необходимого терапевтического эффекта. Ярким примером мультифункциональных систем являются нанокompозитные частицы, состоящие из люминесцирующей квантовой точки (КТ), покрытой оболочкой диоксида титана (TiO_2). Диоксида титана, а особенно его наноструктурированная форма, способен эффективно генерировать активные формы кислорода (АФК) при поглощении УФ излучения [4]. Взаимодействие АФК с бактериями и раковыми клетками приводит к их деструкции, что нашло применение при разработке фотодинамической терапии (ФДТ) бактериальных инфекций и онкологических заболеваний [5]. Введение в систему, содержащую диоксид титана, люминофора позволит значительно расширить возможности исследования цитотоксичности, внутриклеточного проникновения, а также визуализировать движение наносистемы в живых организмах. Неоспоримым лидером среди люминесцирующих наночастиц являются полупроводниковые квантовые точки [6]. Многообещающей альтернативой двойным КТ (A_2B_6) являются тройные КТ $\text{A}_1\text{B}_3\text{X}_5$, где $\text{A} = (\text{Cu}, \text{Ag})$, $\text{B} = (\text{In}, \text{Al}, \text{Ga})$ and $\text{X} = (\text{S}, \text{Se}, \text{Te})$ [7]. Основным преимуществом перед стандартными КТ (CdSe , CdS , CdTe) является низкая токсичность за счет отсутствия атомов кадмия, что особенно актуально при создании биосовместимых наносистем. Благодаря эффективному переносу электрона от AIS КТ к TiO_2 [8], системы на их основе будут способны генерировать АФК под действием излучения широкого спектрального диапазона, что делает такие системы перспективным фотосенсибилизатором. В данной работе был синтезирован новый тип нанокompозитов типа ядро/оболочка, объединяющих AIS КТ и TiO_2 непосредственно на стадии синтеза. Такой подход позволит избежать некоторых недостатков гибридных структур, сформированных постсинтезными методами. Непосредственное наращивание оболочки TiO_2 на КТ, позволит минимизировать дистанцию между донором и акцептором электрона и позволит сформировать систему способную эффективно генерировать АФК под излучением широкого спектрального диапазона.

Синтез водорастворимых AgInS_2 КТ происходил за счет химической реакции сульфида натрия со смесью меркаптоуксусных комплексов серебра и индия [9] В результате синтеза

ансамбль КТ характеризовался широким пиком экситонной люминесценции в диапазоне 550-750 нм, квантовый выход люминесценции составлял ~20%. Нарастивание оболочки TiO_2 проводилось по следующей методике [10]. К водному раствору КТ добавлялся раствор буюксида титана и ацетилацетона в этиловом спирте. Полученная смесь нагревалась до 84°C , синтез продолжался до помутнения раствора (рис. 1).



Рис. 1. Колба с коллоидным раствором композитов AIS/ TiO_2 на конечной стадии синтеза

В результате нарастивания оболочки TiO_2 коллоидный раствор приобрел белый оттенок, что может свидетельствовать об образовании наноструктурированного диоксида титана. Следует отметить, что во время синтеза может происходить и формирование отдельных наночастиц диоксида титана, что привело бы к необходимости модификации процедуры синтеза. Сформированный раствор был центрифугирован в течение 5 минут при 15000 об/минуту. В результате центрифугирования, все компоненты раствора осадились, а надосадочная жидкость была абсолютно прозрачной, что может свидетельствовать об отсутствии в растворе частиц маленького размера. Исследование полученного образца с помощью метода динамического рассеяния света показало довольно хорошее качество образца с отсутствием мелких частиц. Анализ полученных данных показал, что размер частиц, полученных в результате синтеза составляет ~200 нм, при этом пик достаточно узкий, что говорит об относительно равномерном распределении частиц по размерам. Сформированные в результате синтеза структуры не люминесцируют, что может свидетельствовать об эффективном переносе электрона на оболочку TiO_2 в составе композита, который является каналом релаксации возбуждения КТ, конкурирующим с их люминесценцией.

Эффективность генерации АФК была исследована с помощью химического сенсора р-нитрозодиметиланилин (RNO), стандартно используемого в подобных исследованиях [11]. В коллоидный раствор нанокompозитов AIS/ TiO_2 добавлялся водный раствор сенсора. Полученный образец подвергался длительному воздействию излучения, в течение которого периодически регистрировались спектры поглощения образца. Хорошо известно, что при взаимодействии с АФК происходит уменьшение оптической плотности сенсора на длине волны 440 нм. В качестве источников внешнего излучения использовались ртутная лампа с выделенной длиной волны излучения 365 нм и светодиод максимумом излучения на 465 нм, мощность, падающая на образец, составляла 3 мВт. На рис. 2 представлены зависимости оптической плотности сенсора от времени облучения раствора нанокompозитов УФ и видимым излучением.

Как видно из рис. 2, в обоих случаях наблюдается эффективное обесцвечивание сенсора, что говорит об эффективной генерации АФК нанокompозитами под действием УФ и видимого излучения. С учетом крайне низкой эффективности генерации АФК AIS КТ [12] можно сделать вывод, что генерация АФК нанокompозитами вызвана наличием оболочки TiO_2 . Таким образом в результате проведенного синтеза происходит нарастивание оболочки TiO_2 , способного эффективно генерировать АФК под действием УФ излучения. Видимое излучение с длиной волны 465 нм попадает в область прозрачности TiO_2 , и в этом случае генерация АФК происходит за счет переноса электрона от ядра композитов. Полученные данные свидетельствуют о высокой эффективности переноса электрона от ядра к оболочке композитов и о перспективности создания такого типа структур. В развитие работы планируется исследовать цитотоксичность синтезированных нанокompозитов, их антибактериальную активность и выявить зависимость эффективности переноса электрона от архитектуры структур.

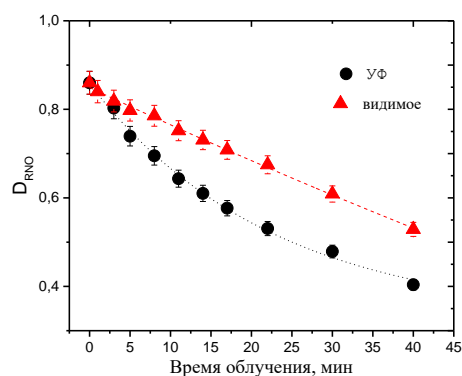


Рис. 2. Зависимость оптической плотности сенсора RNO на длине волны 440 нм от времени облучения коллоидного раствора нанокompозитов AIS/TiO₂ излучением с длиной волны 365 нм (УФ) и 465 нм (видимое)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, госзадание № 2019-1080 и стипендия Президента РФ для молодых ученых и аспирантов SP-991.2019.4.

1. H. Yoneyama, R. Katsumata, Antibiotic resistance in bacteria and its future for novel antibiotic development //Bioscience, biotechnology, and biochemistry. 2006. Т. 70. №. 5. С. 1060-1075.
2. C. Yip et al., Assessment of changes in tumour heterogeneity following neoadjuvant chemotherapy in primary esophageal cancer //Diseases of the Esophagus. 2015. Т. 28. №. 2. С. 172-179.
3. J. Xie , S. Lee, X. Chen, Nanoparticle-based theranostic agents //Advanced drug delivery reviews. 2010. Т. 62. №. 11. С. 1064-1079.
4. Y. Li et al. Mechanism of photogenerated reactive oxygen species and correlation with the antibacterial properties of engineered metal-oxide nanoparticles //ACS nano. 2012. Т.6. №. 6. С. 5164-5173.
5. S.K. Sharma et al., Photodynamic therapy for cancer and for infections: what is the difference? //Israel journal of chemistry. 2012. Т.52. №.8-9. С. 691-705.
6. A.L. Rogach, Semiconductor nanocrystal quantum dots //Synthesis, Assembly. 2008.
7. J. Song . et al. Bandgap and structure engineering via cation exchange: from binary Ag₂S to ternary AgInS₂, quaternary AgZnInS alloy and AgZnInS/ZnS core/shell fluorescent nanocrystals for bioimaging //ACS applied materials & interfaces. 2016. Т.8. №37. С. 24826-24836.
8. S.M. Kobosko et al., AgInS₂-ZnS quantum dots: excited state interactions with TiO₂ and photovoltaic performance //ACS applied materials & interfaces. 2017. Т.9. №. 39. С. 33379-33388.
9. A. Raevskaya et al. A fine size selection of brightly luminescent water-soluble Ag-In-S and Ag-In-S/ZnS quantum dots //The Journal of Physical Chemistry C. 2017. Т.121. №.16. С. 9032-9042.
10. S. Lee et al. Thin amorphous TiO₂ shell on CdSe nanocrystal quantum dots enhances photocatalysis of hydrogen evolution from water //The Journal of Physical Chemistry C. 2014. Т.118. №.41. С. 23627-23634.
11. M.E. Simonsen et al. Photocatalytic bleaching of p-nitrosodimethylaniline and a comparison to the performance of other AOP technologies //Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry. 2010. Т.216. №.2-3. С. 244-249.
12. W. He et al. Composition directed generation of reactive oxygen species in irradiated mixed metal sulfides correlated with their photocatalytic activities //ACS Applied Materials & Interfaces. 2015. Т.7. №.30. С. 16440-16449.

**НАНОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ МИКРО- И
НАНОЧАСТИЦ ЧЁРНОГО ТАТУ-ПИГМЕНТА
В ВОДНОМ РАСТВОРЕ ГЛИЦЕРИНА**

Шамова А.А., Шандыбина Г.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты по облучению агломератов углеродных наночастиц в водном растворе глицерина наносекундными лазерными импульсами с различной энергией и частотой следования. Представлена теоретическая модель образования газового пузыря на поглощающем микровключении в жидкой среде при лазерном воздействии.

В современном обществе татуировки приобретают всё большую популярность. Поэтому происходит постоянное развитие соответствующей индустрии: появляются новые виды красок, совершенствуется техника нанесения рисунков, улучшается оборудование. При этом с каждым годом возрастает и спрос на быстрое и качественное удаление татуировок, что стимулирует совершенствование существующих и развитие новых методов.

На сегодняшний день наиболее эффективным методом удаления татуировок признан лазерный метод. Современные лазерные технологии позволяют селективно удалять пигмент с минимальным риском формирования рубца. В настоящее время процедуры проводятся в основном с применением наносекундных лазеров красного и ближнего ИК диапазонов [1-5]. Наиболее часто используемыми при создании татуировок являются краски чёрного цвета. Известно, что в качестве чёрного пигмента в составе тату-красок применяется технический углерод. Как правило, частицы чёрного пигмента имеют размер менее 100 нм [6]. После внутрикожного введения углеродные наночастицы агрегируют в частицы с размером 0,5-4 мкм [7]. В основе удаления татуировок лежит процесс лазерной фрагментации этих частиц. Несмотря на длительное использование лазерных технологий, такие проблемы, как значительная длительность курса процедур и частое возникновение сложных клинических случаев, в которых не удаётся полностью удалить пигмент, продолжают оставаться нерешёнными [5,8-10].

Лазерный метод имеет определённые ограничения в достижении оптимальных результатов. Это связано со значительным рассеянием излучения в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах тканями кожи [11]. Основной причиной рассеяния излучения в коже является различие показателей преломления её структурных компонентов (коллагеновых и эластиновых волокон) и внутритканевой жидкости [11]. В качестве одного из возможных путей решения данной проблемы был предложен метод оптического просветления биоткани, основанный на действии на неё биосовместимого иммерсионного вещества, имеющего более высокий показатель преломления, чем внутритканевая жидкость [11, 12]. Наиболее широко используемым просветляющим агентом является глицерин. В настоящее время установлено, что водные растворы глицерина различной концентрации позволяют существенно снизить светорассеяние в коже [11, 12]. При лазерном облучении кожи с татуировкой происходит возрастание светорассеяния в результате образования в дерме газовых микропузырей, что существенно снижает эффективность процедур и приводит к необходимости увеличивать их количество [7, 9, 13]. В этом случае для сокращения длины курса предлагается использовать метод многократной последовательной лазерной обработки татуировки в один сеанс с применением патчей с перфтордекалином [9, 10, 14, 15]. Тем не менее эффективность предложенных методов не получила уверенного подтверждения. Кроме того, при многократном воздействии лазерного излучения на один и тот же участок татуировки может увеличиться риск осложнений из-за влияния различных накопительных эффектов, что требует проведения дополнительных исследований.

В настоящей работе проведено исследование процесса фрагментации агломератов углеродных наночастиц в водном растворе глицерина при многоимпульсном облучении наносекундными лазерными импульсами.

В экспериментах использовалась установка «МиниМаркер-2» (ООО «Лазерный Центр», Россия) на базе иттербиевого импульсного волоконного лазера с длиной волны излучения 1,07 мкм. Диаметр лазерного пятна в фокальной плоскости объектива составлял 50 мкм. Длительность импульсов была равна 20 нс, а частота их следования изменялась в диапазоне от 5 до 30 кГц. Плотность энергии излучения варьировалась в диапазоне от 2,2 до 5,9 Дж·см⁻². В экспериментах проводилось облучение образцов сканирующим лазерным пучком (скорость сканирования – 50-300 мм·с⁻¹, шаг сканирования – 100 мкм, размер области сканирования – 3×3 мм).

Образцы были изготовлены следующим образом: 2-4 капли краски чёрного цвета «True Black» (World Famous Tattoo Ink, США) были разведены в 3 мл 86% водного раствора глицерина. Капли полученной жидкости были нанесены на подложки из предметных стекол, прозрачных на длине волны лазерного излучения $\lambda = 1,07$ мкм. Анализ облучённых образцов осуществлялся с помощью оптического микроскопа (Axio Imager.A1m, Carl Zeiss, Германия) с CCD-камерой (AxioCam ICc3, Carl Zeiss, Германия). Для анализа и обработки оптических изображений использовалась программа ImageJ (National Institutes of Health, США).

При используемых режимах облучения в капле жидкости на различной глубине наблюдаются долгоживущие микропузыри, которые могут существовать более 30 минут.

В работе представлена упрощённая теоретическая модель образования газового пузыря на поглощающем микровключении в жидкой среде при лазерном воздействии. Теоретическая модель подтверждена гистограммами распределения микропузырей по размерам, полученными после облучения образцов одним лазерным импульсом, серией импульсов с различной частотой следования, а также серией импульсов с различной плотностью энергии. Приведены оценки размеров газовых пузырей в зависимости от размеров агломератов углеродных наночастиц и параметров лазерного излучения.

При использовании режимов многоимпульсного облучения можно существенно сократить время обработки биоткани. Однако при частотах более 10 кГц вклад накопительных эффектов может быть значительным, что способно привести к различным осложнениям при проведении процедуры.

Таким образом, проведённое исследование показало следующее: 1. При подборе оптимальных режимов лазерного удаления татуировок необходимо учитывать дисперсную структуру краски; 2. При увеличении плотности энергии излучения и частоты следования импульсов следует принимать во внимание возможность появления крупных микропузырей и влияние накопленного тепла; 3. Применение глицерина в качестве просветляющего агента может привести к увеличению количества долгоживущих микропузырей; 4. Переход к сверхкоротким лазерным импульсам позволит разделить процессы фотовозбуждения и нагрева и обеспечит более выгодные режимы вложения лазерной энергии.

1. S.L. Kilmer, M.S. Lee, J.M. Grevelink, T.J. Flotte, R.R. Anderson, *Arch. Dermatol.*, **129**, №8, 971-978, (1993).

2. M.L. Leuenberger, M.W. Mulas, T.R. Hata, M.P. Goldman, R.E. Fitzpatrick, J.M. Grevelink, *Dermatol. Surg.*, **25**, № 1, 10-14, (1999).

3. E.V. Ross, G. Naseef, C. Lin, M. Kelly, N. Michaud, T.J. Flotte, R.R. Anderson, *Arch. Dermatol.*, **134**, №2, 167-171, (1998).

4. F. Pinto, S. Große-Büning, S. Karsai, C. Weiß, W. Bäuml, S. Hammes, C. Raulin, *Br. J. Dermatol.*, **176**, №2, 457-464, (2017).

5. A. Lorgeou, Y. Perrillat, N. Gral, S. Lagrange, J.P. Lacour, T. Passeron, *J. Eur. Acad. Dermatol. Venereol.*, **32**, №2, 265-270, (2018).

6. T. Høgsberg, K. Löschner, D. Löf, J. Serup, *Br. J. Dermatol.*, **165**, №6, 1210-1218, (2011).

7. C.R. Taylor, R. Anderson, R.W. Gange, N.A. Michaud, T.J. Flotte, *J. Invest. Dermatol.*, **97**, №1, 131-136, (1991).

8. Н.Г. Калашникова, *Аппаратная косметология*, № 2, 12-26, (2017).
9. Т. Kossida, D. Rigopoulos, A. Katsambas, R.R. Anderson, *J. Am. Acad. Dermatol.*, **66**, №2, 271-277, (2012).
10. К.К. Reddy, J.A. Brauer, R. Anolik, L. Bernstein, L. Brightman, E. Hale, R.G. Geronemus, *Lasers Surg. Med.*, **45**, №2, 76-80, (2013).
11. Э.А. Генина, А.Н. Башкатов, Ю.П. Синичкин, В.В. Тучин, *Опт. и спектр.*, **109**, №2, 256-263, (2010).
12. Э.А. Генина, А.Н. Башкатов, В.В. Тучин, Г.Б. Альшулер, И.В. Ярославский, *Квантовая электроника*, **38**, №6, 580-587, (2008).
13. J.E. Ferguson, S.M. Andrew, C.J.P. Jones, P.J. August, *Br. J. Dermatol.*, **137**, №3, 405-410, (1997).
14. С. Costner, B.S. Biesman, *Dermatol. Surg.*, **45**, №2, 296-298, (2019).
15. Н. Feng, R.G. Geronemus, J.A. Brauer, *Dermatol. Surg.*, **45**, №4, 618-621, (2019).

НАНОАНТЕННЫЙ ДНК ДЕТЕКТОР

Полетаев Д.А., Соколенко Б.В., Нудьга А.А.

Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского,
Симферополь, Россия

В работе рассматривается разрабатываемое наноструктурное устройство, предназначенное для детектирования заранее заданных последовательностей ДНК. Проводится его теоретический расчет и обсуждение методик применения.

Полимеразная цепная реакция (ПЦР) – современный метод многократного копирования определенных участков дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК), который широко используется для ДНК-диагностики биологических материалов [1]. Достоинствами данного метода являются: высокая точность, возможность работы с минимальными количествами тестового материала. Недостаток метода полимеразной цепной реакции – длительность проведения исследования, достигающая в некоторых случаях 12 часов. Даже сравнительно недавно предложенный метод цифровой ПЦР в реальном времени не может предоставить результаты исследования ранее 60 минут [2].

Оптические методы качественной и количественной диагностики объектов, в большинстве своем, позволяют проводить анализ в реальном времени [3, 4]. Разрабатываются приемы детектирования отдельных молекул и более сложных соединений [4]. Однако чувствительность данных методов невысока – их нельзя непосредственно применить для анализа ДНК, ввиду малой концентрации исследуемого материала и его небольших размерах, по сравнению с длиной волны зондирующего колебания.

Наноантенны – наноструктуры, которые широко применяются для приема и передачи электромагнитных волн [5]. Данные элементы весьма перспективны для использования в качестве фотоэлектрических преобразователей и датчиков. Достоинством данных структур, с точки зрения диагностики, является возможность резонансной настройки на конкретный диапазон длин волн и высокая чувствительность. Современные исследования данной области сконцентрированы на анализе параметров всего материала, а не отдельных молекул [6, 7]. Целесообразно использовать высокую чувствительность и избирательность наноантенных структур для детектирования конкретной ДНК.

Целью работы является теоретический расчет предлагаемой наноструктуры для детектирования ДНК.

Предлагаемый наноантенный детектор ДНК (рис. 1) состоит из собственно монополярной наноантенны – параллелепипеда с размерами a – длина; b – ширина; l – высота; праймера – короткого фрагмента комплементарной к детектируемому участку ДНК последовательности нуклеотидов, который соединяется с детектируемой последовательностью ДНК, условно обозначенного на рисунке цилиндром, высотой d .

Работает детектор ДНК следующим образом. Геометрические размеры, тип материала, диэлектрические элементы, окружающие монополярную наноантенну, влияют на ее резонансную частоту – частоту поглощения падающей электромагнитной волны. В исходном состоянии праймер не соединен с цепочкой ДНК, при этом небольшой праймер с соответствующим значением относительной диэлектрической проницаемости незначительно изменяет резонансную частоту монополярной наноантенны. При нанесении денатурированных цепочек ДНК на поверхность, покрытую описываемыми наноантеннами, каждый праймер захватывает конкретную, комплементарную ему, цепочку ДНК, притягивая ее к поверхности наноантенны. При этом размеры цепочек ДНК значительно больше размеров праймеров, что приводит к заметному изменению резонансной частоты наноантенны. Так, поверхность, покрытая наноантеннами, без внесения пробы ДНК поглощает электромагнитную волну с одной длиной, а при внесении ДНК и ее комплементарном соответствии выбранным праймерам, длина поглощаемой волны меняется, что можно наблюдать непосредственно, даже без применения приборов.

Эквивалентная электрическая схема нанополосной антенны с находящимися вблизи нее диэлектрическими элементами, показана на рис. 2.

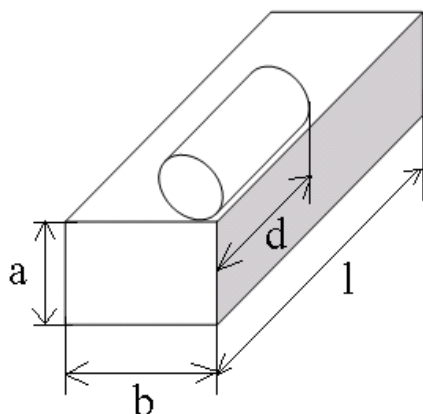


Рис. 1. Структура нанополосной антенны

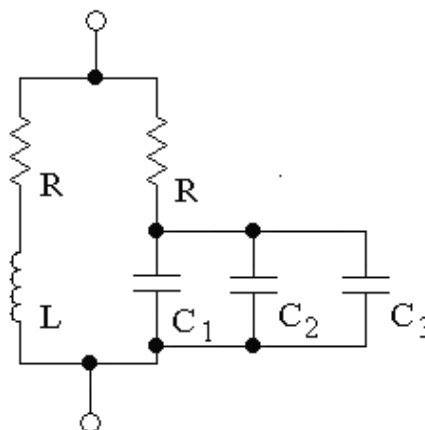


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема нанополосной антенны

На рис. 2 обозначено: R – эквивалентное сопротивление проводника нанополосной антенны; L – собственная индуктивность проводника нанополосной антенны; C_1 – собственная емкость проводника нанополосной антенны; C_2 – емкость проводника нанополосной антенны, образованная вследствие присутствия вблизи нее диэлектрического праймера; C_3 – емкость проводника нанополосной антенны, образованная вследствие присутствия вблизи нее участка ДНК.

Для теоретического расчета наноструктуры выбраны следующие параметры: проводимость проводника нанополосной антенны: $58 \cdot 10^5$ См/м; $a=1$ нм; $b=1$ нм; $l=40$ нм; $d=5$ нм; длина прикрепленной ДНК $k=15$ нм; относительная диэлектрическая проницаемость праймера и ДНК принята равной 10 [8]. По этим данным, исходя из формул [9, 10], задающих индуктивность и емкость проводников, вычислялись соответствующие величины. Общий импеданс антенны определялся выражением (1):

$$Z = \left[\frac{1}{R + j2\pi cL / \lambda} + \frac{1}{R - j\lambda / (2\pi c(C_1 + C_2 + C_3))} \right]^{-1} \quad (1)$$

Из теории антенн [12] известно, что максимальная эффективность приемной антенны достигается при равенстве нулю мнимой части импеданса (1). На рис. 3 представлены графики зависимости мнимой части импеданса монополосной нанополосной антенны (1) от длины волны падающего излучения при наличии участка ДНК и без него.

Из рис. 3 видно, что присутствие участка ДНК существенно меняет резонансную длину волны наноструктуры: более чем на 100 нм, что может быть установлено даже без применения приборов.

Таким образом, предлагаемая наноструктура может быть использована в составе экспресс-диагностических приборов для детектирования ДНК вирусов, в частности ковид-19, бактерий, установления сходства ДНК при проведении генетических исследований и др.

В дальнейшем планируется осуществить моделирование массивов из предложенных нанополосных антенн.

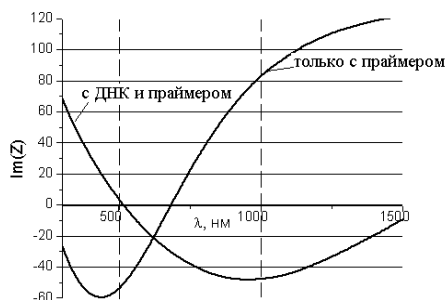


Рис. 3. Зависимость мнимой части импеданса нанополосной антенны от длины волны

Исследование частично профинансировано в рамках поддержанного федеральным государственным автономным образовательным учреждением высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» гранта № ВГ21/2019.

1. Б.Дж. Маккреди, Д.А. Чимера, *Обнаружение и идентификация патогенных микроорганизмов молекулярными методами*, 496-506, (1999).
2. R. Sanders, J.F. Huggett, C.A. Bushell, S. Cowen, D.J. Scott, C.A. Foy, *An. Chem.*, **83**: 84, (2011).
3. J. Wenger, H. Rigneault, *Int. J. Mol. Sci.*, **12**, 206-221, (2010).
4. A.M. Kern, *Chem. Soc. Rev.*, **43**, 1263-1286, (2014).
5. А.Е. Краснок, И.С. Максимов, А.И. Денисюк, П.А. Белов, А.Е. Мирошниченко, К.Р. Симовский, Ю.С. Кившарь, *УФН*, **183**, 561-589, (2013).
6. M.S. Alam, F. Karim, C. Zhao, *Nanoscale* **8**, 9480-9487, (2016).
7. A. Kinkhabwala, *Nat. Photonics*, **3**, 654-657, (2009).
8. Б.И. Седунов, Д.А. Франк-Каменецкий, *УФН*, **79**, 617-641, (1963).
9. П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин, *Расчет индуктивностей*, 488, (1986).
10. Ю.А. Иоссель, Э.С. Кочанов, М.Г. Струнский, *Расчет электрической емкости*, 290, (1981).

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК ДЛЯ ЗАХВАТА БИОЛОГИЧЕСКИХ МИКРООБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ СУПЕРПОЗИЦИИ КОГЕРЕНТНЫХ ПУЧКОВ

Соколенко Б.В., Шостка Н.В., Полетаев Д.А.

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

Данная работа посвящена анализу возможности бесконтактного захвата частиц биоты микронного размера с помощью оптических ловушек, сформированных суперпозицией лазерных пучков с заданными параметрами, включающими углы наклона, радиусы перетяжек и их различные пространственные конфигурации.

Решение задачи формирования массивов двух- и трехмерных оптических ловушек на основе градиентных сил [1, 2], заключается в выборе оптимального способа генерации сложных оптических полей, наиболее распространенный из них – метод голографического воспроизведения на пространственных световых модуляторах [3–5]. Основываясь на данном подходе, разделение падающего когерентного пучка на независимые парциальные пучки возможно с использованием дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Структурная организация ДОЭ может быть динамической с применением жидкокристаллических [3] и зеркальных пространственных световых модуляторов [4] и стационарной, использующей дифракционные решетки и амплитудные маски [6, 7]. Отдельным решением в области динамических оптических ловушек является быстрое последовательное сканирование заданного числа положений лазерным пучком в плоскости захвата для формирования усредненной во времени пространственной световой структуры оптического пинцета [1, 8]. Однако, чтобы градиент интенсивности в области фокуса пучка был наибольшим, падающий на микро-объектив с большой числовой апертурой пучок должен иметь достаточно большой диаметр, соразмерный световому диаметру линзы объектива.

Аналогичная ситуация возникает в оптических пинцетах, световые пучки в которых переносят сингулярность волнового фронта – оптический вихрь [9, 10]. В отличие от трехмерного захвата частиц в максимум, где градиентные силы направлены в область большей интенсивности, находящейся в перетяжке остро сфокусированного пучка [11–13], для частиц с показателем преломления, меньшим чем показатель преломления окружающей среды, а также объектов с полностью отражающей поверхностью применяются ловушки на основе сингулярных пучков – с минимумом интенсивности на оси. Создание в трехмерном пространстве локальной области без световой энергии, симметрично окруженной участками с максимумами интенсивности, является актуальной задачей представленного исследования. Такие пучки, продольное распределение интенсивности которых в области перетяжки имеет изолированный ноль интенсивности, равномерно окруженный зонами максимумов световой энергии, а поперечный срез имеет вид светового кольца с темным центром получили название «бутылочных» пучков [14].

Известен способ генерации «бутылочных» пучков, основанный на поляризационной фильтрации параксиальных векторных полей, формирующихся после распространения в одноосном кристалле вдоль его оптической оси и их последующей фокусировки объективами с числовой апертурой не более 0,4 [15, 16]. Сформированные таким способом оптические ловушки имеют пространственную структуру, характерную для «бутылочных» пучков, а их количество определяется числом пучков, падающих на кристалл.

В настоящей работе предложен гибкий метод формирования пространственной световой структуры, содержащей в себе участки, близкие к «бутылочной» форме, при этом их количество может быть неограниченно. В основе метода положена интерференция нескольких когерентных гауссовых пучков. Разработанный способ генерации пространственно-структурированных квазипериодических полей с помощью интерференции трех, четырех и пяти гауссовых пучков позволил создать необходимые условия формирования участков

светового поля с «бутылочной» структурой. Управление начальной фазой, исходной поляризацией и углом наклона к оси распространения позволило настраивать положение «бутылочной» структуры в пространстве и, как следствие, координаты захваченной частицы во всех плоскостях. Генерация данных полей возможна и с применением ДОЭ – амплитудных экранов с гауссовым распределением затенения краев отверстий для предотвращения возникновения нежелательных дифракционных эффектов, вид и положение которых может изменяться для конфигурирования произвольного числа микрочастиц в заданных плоскостях. На рис. 1 показаны поперечные и продольные распределения интенсивности светового поля суперпозиции четырех гауссовых пучков, расположенных в плоскости амплитудного экрана в вершинах равностороннего треугольника и сходящихся под одинаковыми углами α_i к центральному пучку.

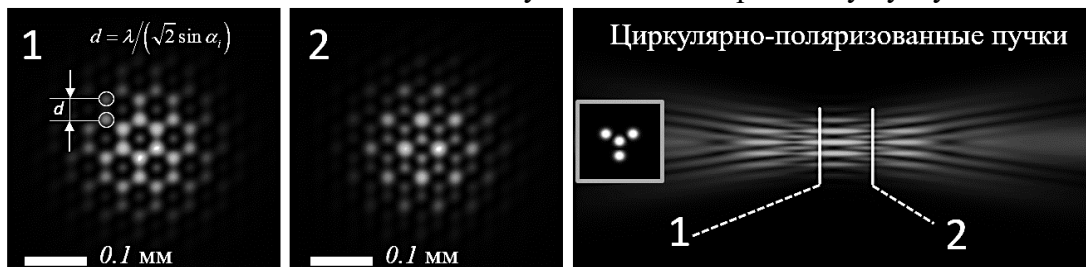


Рис. 1. Результат численного моделирования поперечного и продольного распределения интенсивности поля циркулярно-поляризованных интерферирующих пучков

Поперечные сечения поля на разных расстояниях от экрана z указывают на изменения в распределении интенсивности поля в плоскости (x,y) , в то время как пространственная конфигурация световых пятен максимумов представляет собой квазипериодические замкнутые структуры – «бутылочные» пучки.

Управление взаимным положением минимумов и максимумов пространственной ловушки обеспечивается таким набором параметров как поляризация интерферирующих пучков с длиной волны λ , углом сведения пучков α_i , радиусом перетяжки (рис. 2), количеством и взаимным положением пучков (рис. 3). Расстояние между соседними максимумами определяется выражением: $d = \lambda / (\sqrt{2} \sin \alpha_i)$.

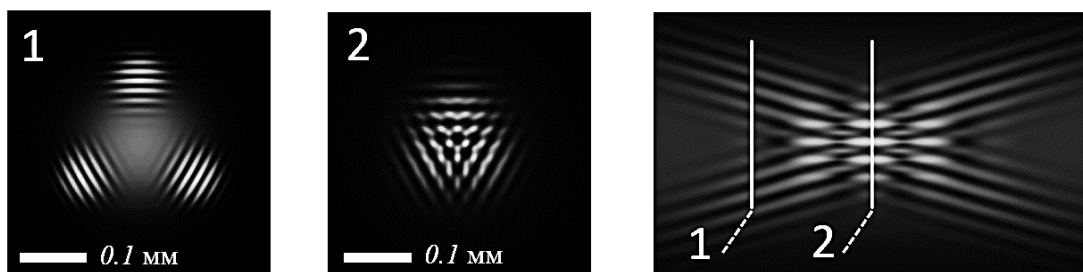


Рис. 2. Рассчитанное поперечное и продольное распределение интенсивности поля при изменении диаметра центрального пучка

Присутствие центрального пучка оказывает ключевое воздействие на состояние ловушки: «закрытую» – при наличии центрального пучка и «открытую» – в его отсутствие. В состоянии «открытой» ловушки чередование минимумов и максимумов вдоль оси z не наблюдается, в связи с чем частица, захваченная в область минимума интенсивности, не имеет ограничений по перемещению в продольном направлении.

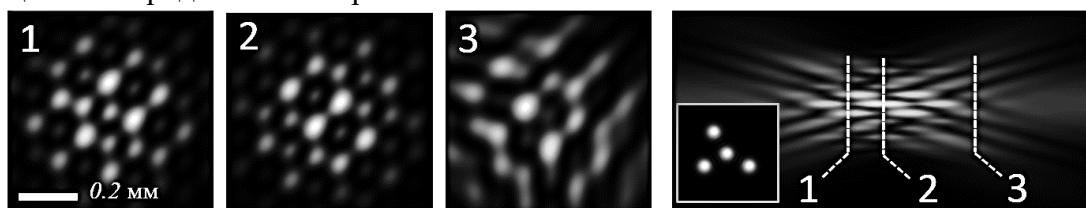


Рис. 3. Рассчитанное поперечное и продольное распределение интенсивности поля при нарушении симметрии положения интерферирующих пучков

Динамическая интерференционная картина, определяемая оптической разностью хода между пучками, введением линии задержки в отдельные пучки и количеством пучков позволяет воспроизвести сложные квазипериодические пространственные структуры, с помощью которых возможен одновременный захват ансамбля микрочастиц в различных плоскостях в объеме среды. Представленный метод формирования «бутылочных» пучков позволяет использовать мощные когерентные источники света для удержания непрозрачных либо отражающих частиц биоты в минимумах интенсивности, что нивелирует негативное воздействие на них со стороны световой энергии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Совета министров Республики Крым, грант № 19-42-910010 p_a, а также стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым № СП-745.2019.4.

1. B. Stuhmann, H.G. Jahnke, M. Schmidt, K. Jähn, T. Betz, K. Müller, A. Rothermel, J. Käs, A.A. Robitzki, *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, (2006).
2. S.H. Simpson, S. Hanna, *J. Opt. Soc. Am. A*, **28**, №5, 850, (2011).
3. C. Rosales-Guzmán, N.A. Bhebhe, A. Forbes, *Proc. SPIE*, **107445**, 1074406, (2018).
4. N. Bhebhe, P.A.C. Williams, C. Rosales-Guzmán, V. Rodriguez-Fajardo, A. Forbes, *Sci. Rep.*, **8**, №1, 1–9, (2018).
5. G. David, K. Esat, I. Thanopoulos, R. Signorell, *Commun. Chem.*, **1**, №1, 1–9, (2018).
6. J. Enger, M. Goksör, K. Ramser, P. Hagberg, D. Hanstorp, *Lab Chip*, **4**, №3, 196–200, (2004).
7. V.G. Shvedov, C. Hnatovsky, N. Shostka, W. Krolikowski, *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, №1, (2013).
8. D.E. Smalley, E. Nygaard, K. Squire, J. Van Wagoner, J. Rasmussen, S. Gneiting, K. Qaderi, J. Goodsell, W. Rogers, M. Lindsey, K. Costner, A. Monk, M. Pearson, B. Haymore, J. Peatross, *Nature*, **553**, №7689, 486–490, (2018).
9. A.D. Kiselev, D.O. Plutenko, *Phys. Rev. A*, **94**, №1, (2016).
10. N. Eckerskorn, R. Bowman, R.A. Kirian, S. Awel, M. Wiedorn, J. Küpper, M. J. Padgett, H.N. Chapman, A.V. Rode, *Proc. SPIE*, **9548**, 95480H, (2015).
11. R. Dasgupta, R.S. Verma, S. Ahlawat, D. Chaturvedi, P.K. Gupta, *Appl. Opt.*, **50**, №10, 1469–1476, (2011).
12. G. Thalhammer, R. Steiger, S. Bernet, M. Ritsch-Marte, *J. Opt.*, **13**, №4, (2011).
13. A. Banerjee, S. Chowdhury, S.K. Gupta, *IEEE Robot. Autom. Mag.*, **21**, №3, 81–88, (2014).
14. J. Arlt, M.J. Padgett, *Opt. Lett.*, **25**, №4, 191, (2000).
15. N.V. Shostka, O.S. Karakchieva, B.V. Sokolenko, V.I. Shostka, *J. Phys. Conf. Ser.*, **1400**, №6, (2019).
16. N. Shostka, O. Karakchieva, B.V. Sokolenko, *J. Phys. Conf. Ser.*, **1124**, №5, (2018).

ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В ПОРИСТОМ СТЕКЛЕ

Останин А.А., Чжун Л., Заколдаев Р.А., Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе предложено создание микроразмерных волноводных структур внутри пластин пористого стекла действием фемтосекундных лазерных импульсов. Реализованы три типа волноводных структур, проведено исследование их основных оптических свойств. Пропитка нанопористой матрицы различной жидкостью позволила оценить сенсорные способности волноводов.

Пористые стекла, обладающие развитой внутренней структурой и размером пор до 10 нм активно используются при создании сенсорных устройств [1], композитов и микрооптических компонент. Ранее мы продемонстрировали локальные изменения проницаемости пористых стекол, создание микровойдов и микроканалов. На данном этапе удалось реализовать ряд светопроводящих структур на заданной глубине стекла в результате воздействия фемтосекундными лазерными импульсами. В научной литературе можно встретить различные подходы создания подобных структур, которые также называют волноводами (waveguides), в большинстве оптических материалов от стекол до кристаллов [2]. Однако, создание волноводов в монолитных стеклах [3] сильно ограничивает их сенсорные возможности.

Таким образом, концепция создания волновода с оболочкой, чувствительной к окружающей среде, и сердцевины с оптическими свойствами, близкими к плавленому кварцу, представляется актуальной.

В представленной работе описан процесс изготовления волноводов внутри пористого стекла, определены режимы записи различных типов волноводов и проведено исследование их чувствительности к молекулам, размещенных в нанопористой матрице. Молекулы воды или этанола вводимые в матрицу оказывают влияние на оболочку волновода, что сказывается на распределении интенсивности излучения, прошедшего через волновод. Поэтому проводилась регистрация изменения распределения интенсивности в процессе пропитки, а также отслеживалось ее изменение с течением времени. Показано, что оптические свойства волновода полностью восстанавливаются спустя 15 минут.

Массив зарегистрированных динамик изменения распределения интенсивности легли в основу создания базы данных, т.е. произведена калибровка волновода для дальнейшего определения концентрации вещества, внедряемого в нанопористую матрицу. Показано, что пористое стекло с интегрированными в него волноводами может стать новой платформой для сенсорных приложений с широким спектром применения, в зависимости от детектируемых молекул.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (№19-52-52012 МНТ_a).

1. Y.Y. Maruo, *Analytica Chimica Acta*, **702**, №2, 247-253, (2011).
2. J. Lapointe, *Light: Science & Applications*, **9**, №1, (2020).
3. T. Tamaki, *Optics express.*, **14**, №15, 6971-6980, (2006).

INTRINSIC VISIBLE PHOTOLUMINESCENCE IN BOVINE SERUM ALBUMIN FILMS AT THE A-C:H FILM INTERFACE

Abboud M.M. ^{*,**}, Konshina E.A. ^{*}, Zakharov V.V. ^{*}

^{*} ITMO University, Saint-Petersburg, Russia

^{**} Mansoura University, Mansoura, Egypt

Bovine Serum Albumin (BSA) has numerous biological and biochemical applications necessary for the development of life science. BSA is composed of 582 amino acid residues with 17 cysteine cross-linked residues and 1 free cysteine, and its secondary structure is the most analogous to human serum albumin (HSA). Owing to the numerous applications of BSA, several methods for detection of BSA were carried out depending on different materials such as metallic NPs, semiconductor quantum dots and carbon dots.

In our work, amorphous hydrogenated carbon (a-C:H) thin films were obtained by chemical deposition of toluene vapor (CVD) in a glow discharge plasma at a direct current supported by a magnetron plasma localized near the anode. The soft and polymeric a-C:H films with strong light emission has been widely studied in many applications. a-C:H thin films and their hybrid structure with silver NPs were used as based materials for detection of BSA depending on optical properties like absorbance and photoluminescence (Figure).

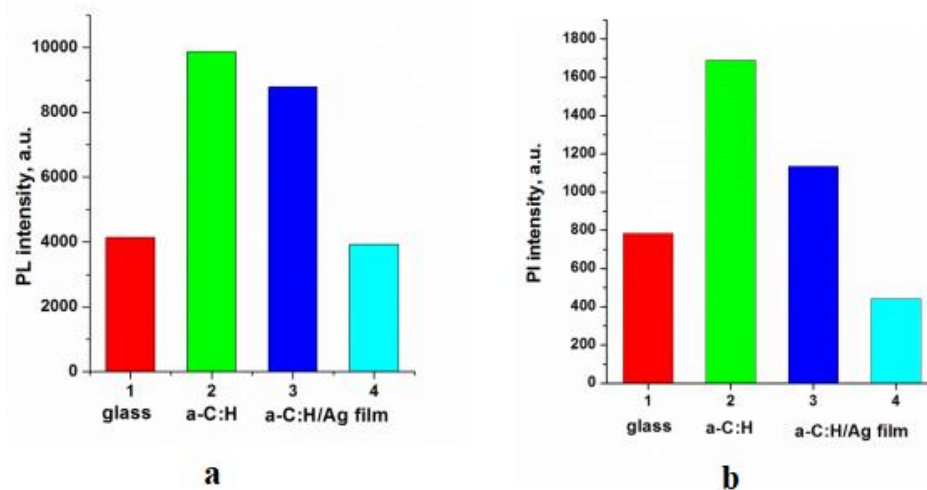


Figure. Diagrams of the intrinsic photoluminescence intensity in maximum at 488 nm of the BSA films precipitated from solutions with 4 mg/ml (a) and 0.9 mg/ml (b) concentrations at the interfaces of a bare glass substrate (1), a-C:H film on a glass substrate (2) and a-C:H/Ag NPs hybrid structure before (3) and after rapid annealing (4)

РАЗРАБОТКА ТАБЛЕТОК ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Кислова О.А., Лыкина А.А., Булгакова В.Г. *, Денисюк И.Ю.,
Королев Д.В. **, Смолянская О.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* ФГУП «ЦНИИ им. акад. А.Н.Крылова», Санкт-Петербург, Россия

** ФГБУ «НМИЦ им. В. А. Алмазова» Минздрава России,
Санкт-Петербург, Россия

В данной работе подбирается оптимальный материал и методика для создания таблеток, позволяющих исследовать твёрдые биологические объекты в ТГц диапазоне частот. Выбранные на основе требований, предъявляемыми ТГц спектроскопией, оптические материалы формировали в форму таблетки определённого диаметра. С использованием ТГц спектрометра были получены показатель преломления и коэффициент поглощения таблеток, изготовленных из различных материалов. На основе полученных спектральных характеристик, были определены наиболее подходящие материалы для исследований биологических объектов.

Для исследований объектов в терагерцовой спектроскопии важным фактором является качественная пробоподготовка объекта, позволяющая получить надежные спектры. При исследовании жидких и мягких биотканей прослеживаются неточности получаемых спектральных линий. Альтернативным и более точным методом получения оптических характеристик биологических образцов оказывается исследование твердых образцов. Для проведения экспериментов готовят твердую таблетку диаметром порядка 13 мм и толщиной 3 мм путем прессования смеси порошков биологического материала и прозрачного носителя. Далее, чтобы получить спектры поглощения материалов, сравнивают характеристики прошедшего ТГц излучения через таблетку с биовеществом и чистую таблетку. Таким образом, получают значения главных оптических характеристик.

Из-за отсутствия систематизированной информации в литературе о наиболее подходящих материалах для таблеток, появляется необходимость в изучении материалов с оптимальными характеристиками.

Для исследований были выбраны кристаллические материалы (KBr, SiO₂, Al₂O₃), широко изученные в ИК спектроскопии и представляющие интерес для ТГц спектроскопии. Также подобран полимер (PTFE), имеющий лучшее пропускание, по сравнению с кристаллами. Таблетки из данных материалов формировались с помощью ручного пресса в лабораториях Университета ИТМО и НМИЦ им. В.А. Алмазова.

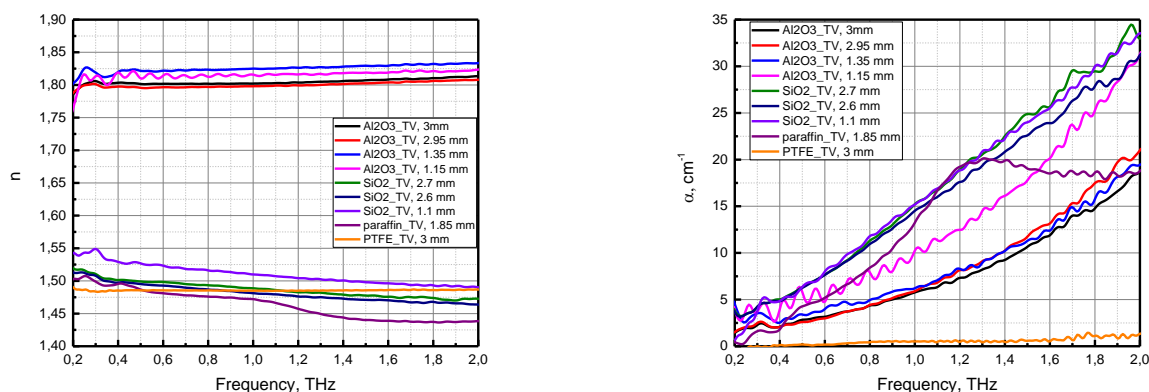


Рисунок. Характеристики показателя преломления и коэффициента поглощения полученных таблеток

С использованием спектрометра TeraPulse 4000, предоставленным ФГУП «ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова», были получены характеристики показателя преломления и коэффициента поглощения полученных таблеток.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-00-00275 (17-00-00272).

1. Я.В. Грачев и др., Исследование воздействия излучения диапазона частот 0,05-2 ТГц на биоткани разной толщины в медицинской диагностике // Оптический журнал, 2010. Т. 77, вып. 11. С. 92 – 94.

2. В.М. Bandaranayake, S. Bimali, Terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS) for solid state analysis. PhD (Doctor of Philosophy) thesis. University of Iowa. 2016.

3. X Yang, et al., Biomedical Applications of Terahertz Spectroscopy and Imaging // Trends Biotechnol. 2016. Vol. 34(10). P. 810 – 824.

РАСЧЁТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ОСЛАБЛЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТКАНЯХ ГЛАЗА

Зеленина Н.А., Смолянская О.А., Залипаев В.В., Измайлов А.С.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* МНТК микрохирургия глаза им. академика С.Н. Федорова,
Санкт-Петербург, Россия

В данной работе производится моделирование ослабления лазерного излучения в тканях глаза, а также распределение температуры в сетчатке глаза при проведении панретинальной лазерной коагуляции. В программном пакете MATLAB разработана оптическая модель ослабления лазерного излучения из шести тканей глаза. Модель позволяет узнать значение интенсивности лазерного излучения на любой глубине глаза. Также было получено распределение температуры в сетчатке глаза. Данная модель позволяет узнать значение температуры в любой момент времени в процессе облучения на любой глубине сетчатки.

Моделирование ослабление лазерного излучения производилось согласно закону Бугера-Бера с учётом френелевского отражения:

$$I(z) = (1 - R)I_0 \exp(-(\mu_a + \mu_s)z)$$

Таким образом, учитываются рассеяние и поглощение каждой ткани [1], а также отражение на границах тканей. Была написана программа, позволяющая построить график зависимости ослабления интенсивности излучения согласно закону Бугера-Бера от толщины ткани. Были получены эти зависимости для шести тканей глаза (рис. 1 и рис. 2).

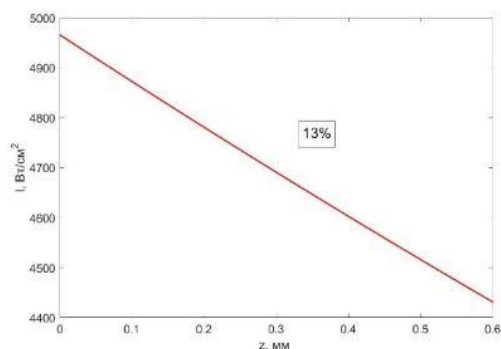


Рис. 1. Ослабление излучения в роговице

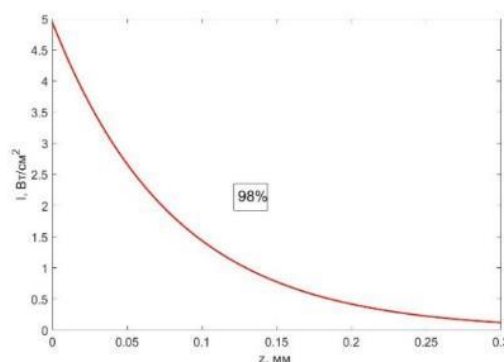


Рис. 2. Ослабление излучения в сетчатке

Моделирование температурного распространения производится согласно уравнению теплопроводности:

$$\rho \cdot c \frac{dT(\vec{r}, t)}{dt} = \kappa \cdot \frac{d^2T(\vec{r}, t)}{d\vec{r}^2} + Q(\vec{r})$$

Таким образом, учитываются такие теплофизические свойства ткани, как теплопроводность, удельная теплоёмкость, плотность [2]. Была создана программа, решающая данное уравнение методом конечных разностей. Программа позволяет получить графики зависимости температуры образца от времени облучения, температуры образца от его толщины, а также распределение температуры в образце (рис. 3).

Начальная интенсивность рассчитывается исходя из параметров лазерного излучения, используемого при проведении панретинальной лазерной коагуляции [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-00-00275 (17-00-00272).

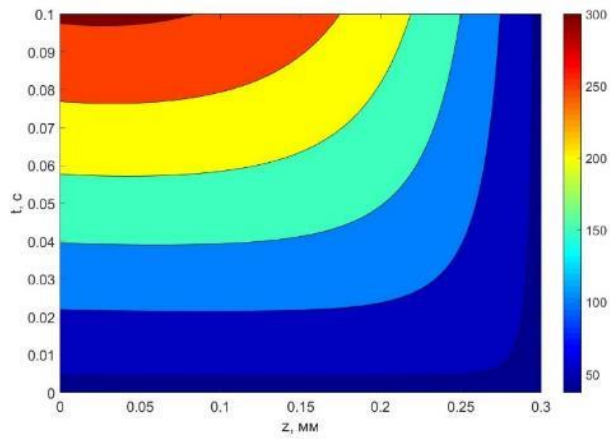


Рис. 3. Распределение температуры в сетчатке глаза

1. Simon Regal, Denise O'Connor, Pauline Brige, Roger Delattre, Thierry Djenizian, Marc Ramuz «Determination of optical parameters of the porcine eye and development of a simulated model» J. Biophotonics.
2. Sahar Rahbar, Mehrdad Shokooh-Saremi « Mathematical modeling of laser linear thermal effects on the anterior layer of the human eye» Optics & Laser Technology Volume 99, 1 February 2018, Pp. 72-80.
3. А. С. Измайлов, Л. И. Балашевич Панретиальная лазеркоагуляция при диабетической ретинопатии, Офтальмологические ведомости, Том II №4, 2009, с. 44-5.

АНТИКОРРОЗИОННАЯ ЗАЩИТА СТАЛИ, СФОРМИРОВАННАЯ ИЗ МНОГОСЛОЙНОГО ПОКРЫТИЯ, СОСТОЯЩЕГО ИЗ СЛОЕВ Si₃N₄/SiO₂ “ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ”

Терещенко И.Б., Губанова Л.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена возможность применения конструкции наноламината, состоящей из тонких слоев Si₃N₄ и SiO₂ в качестве защитного антикоррозионного покрытия быстрорежущей стали.

К инструментам, изготовленным из стали, предъявляются высокие требования по износостойкости и коррозионной стойкости. Использование более твердых типов материала стали позволяет увеличить срок эксплуатации их при больших нагрузках [1-3], однако они часто подвержены коррозии при воздействии окружающей среды. Покрытия на основе CrN_x используются в различных областях, требующих как защиты от коррозии, так и хороших механических свойств [4-6]. В агрессивных средах антикоррозионной защиты покрытия CrN_x, как правило, недостаточно, так как эти покрытия содержат большое количество пор и дефектов, через которые стальной материал подвергается воздействию коррозии [7-9].

Метод распыления материала из газовой фазы (PVD) позволяет получать более плотные покрытия материалов по сравнению с традиционными методами испарения, такими как электро-лучевой (ЭЛИ) или резистивный за счет разности в энергиях приобретаемых адатомами [10].

Для формирования антикоррозионной защиты могут быть использованы диэлектрические слои, толщина которых составляет несколько десятков нанометров. Такие структуры в литературе получили название наноламинаты. Для формирования антикоррозионного покрытия не допускается использование бинарных оксидных диэлектриков на границах раздела сталь – защитное покрытие и защитное покрытие – воздух, так как кислородные диэлектрики имеют проводимость по кислороду (ионная проводимость). При этом кислород может перераспределяться в объеме покрытия, изменяя степень окисления молекул (например, стали). Для ограничения диффузии кислорода в пределах одного слоя предлагается использовать конструкцию защитного покрытия, состоящего из чередующихся слоев из нитрида кремния (Si₃N₄) и диоксида кремния (SiO₂). Использование данной конструкции покрытия позволит применить технологию реактивного магнетронного распыления, обеспечивающую более высокое сродство слоев, изготовленных из разных материалов, между собой, за счет того, что для нанесения каждого слоя используется одна и та же кремниевая мишень [11]. Показано [10], что на механические напряжения в слоях при их формировании, влияет состав газа в вакуумной камере, а именно, объемное соотношение между реактивным газом и активным (1):

$$\frac{N_2}{N_2-Ar} ; \frac{O_2}{O_2-Ar'} \quad (1)$$

где N₂ и O₂ – реактивный газ, а Ar – активный газ.

Для получения минимальных механических напряжений в слоях, сформированных магнетронным методом распыления, необходимо работать в режиме, когда химическая реакция происходит на поверхности образца, т. е. при соотношении газов меньше 2:1 [11]. Помимо этого, на величину механических напряжений влияет толщина слоев. При наличии в составе покрытия слоев, изготовленных из разных материалов, но имеющих равную толщину, в случае, когда эта толщина равна 10 и 40 нм, величина механических напряжений в более толстом слое будет выше приблизительно в 2 раза [12].

В процессе выполнения исследования была получена конструкция защитного антикоррозионного покрытия, представленная в таблице

Таблица. Конструкция защитного антикоррозионного покрытия с использованием наноламината, состоящего из слоев Si_3N_4 и SiO_2

№ слоя	Материал	Толщина, нм	Назначение
1	Сталь	-	Подложка
2	CrN_x	50	Адгезионный слой
3	Si_3N_4	10	Защитный слой (наноламинат)
4	SiO_2	10	
5	Si_3N_4	10	
6	SiO_2	10	
7	Si_3N_4	10	

Материал CrN_x является, с одной стороны промежуточным слоем для упрочнения связи металл – диэлектрик, а с другой стороны затравочным, позволяющим вырастить на поверхности плотную монокристаллическую диэлектрическую структуру. Толщины диэлектрических слоев выбраны, исходя из двух критериев:

1. При формировании первого диэлектрического слоя Si_3N_4 в пленке могут возникнуть различные дефекты (поры, дырки) из-за влияния промежуточного адгезионного слоя или же структуры поверхности подложки. Так, при наличии многослойной структуры, дефекты в одном слое будут перекрываться последующим слоем.
2. Физические толщины слоев, соизмеримые с длиной волны падающего излучения, будут оказывать большее влияние на многослойную структуру с точки зрения механических напряжений, чем слои, толщины которых не кратны самой короткой длины волны оптического спектра.

Количество слоев определяется основными требованиями к антикоррозионным покрытиям:

1. Минимально трудоемким при изготовлении.
2. Покрытие должно обеспечивать механическую защиту.
3. Быть механически прочным (механические напряжения в слоях).
4. Химически стойким к коррозионным агентам.

Исходя из этих требований и рекомендаций, представленных рядом авторов, количество диэлектрических слоев было выбрано равное пяти. При увеличении количества слоев в покрытии могут возникнуть дополнительные напряжения и увеличиться трудоемкость изготовления. На границе с воздухом располагается слой из нитрида кремния, поскольку этот материал является более химически стойким. Изготовление этих слоев из одной мишени способствует сродству слоев и соответственно увеличивает механическую прочность всего покрытия.

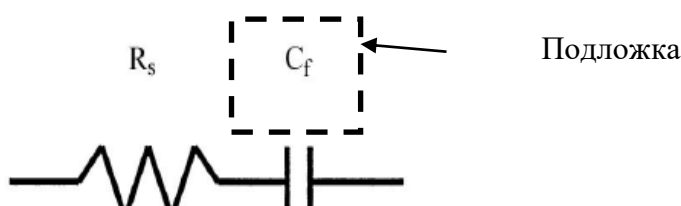


Рисунок. Эквивалентная схема металлической подложки с покрытием и электролита.
 R_s – сопротивление электролита, пара C_f – емкость диэлектрического покрытия

Для контроля анализа пористости структуры разработанного покрытия можно использовать метод электрохимической импедансной спектроскопии [13]. Этот метод рассматривает систему, состоящую из металла и диэлектрического покрытия и электролита, с точки зрения электротехники. Эквивалентная электрическая схема покрытия представлена на рисунке.

При контроле диэлектрических покрытий в электрохимической системе используется переменное напряжение порядка 10 мВ. Полное сопротивление (Z) электрохимической системы определяется по закону Ома из приложенного потенциала (E) и его измеренного тока (I) (2):

$$Z = E/I \quad (2)$$

Соответственно, при нулевом сопротивлении диэлектрической системы ($Z = 0$), диэлектрическое покрытие не проводит ток и, следовательно, является плотным. При наличии пор в покрытии, они заполняются электролитом и покрытие становится проводящим. По величине проводимости можно судить о количестве пор, но нельзя однозначно оценить их размер.

Конструкции наноламината широко используются в области формирования антикоррозионных покрытий как на оптические (Ag зеркала), так и не оптические покрытия (сталь и т.д.). Рассмотренная структура защитного покрытия наноламината, состоящая из тонких слоев Si_3N_4 и SiO_2 и сформированная магнетронным методом распыления позволяет добиться высокой стойкости к коррозионным агентам за счет многослойной структуры и плотности материалов.

1. J. Leppaniemi, J. Lyytinen, O. Elomaa, K. Suomalainen, J. Koskinen, *Key Eng. Mater*, **674**, 289-295, (2016).
2. P.J. Kelly, R.D. Arnell, *Vacuum*, **56**, 3, 159-172, (2000).
3. K. Holmberg, A. Matthews, *Coatings Tribology*, **2**, 576, (2009).
4. T. Hurkmans, D.B. Lewis, J.S. Brooks, W.-D. Münz, *Surf. & Coat*, **86**, 192-199, (1996).
5. C. Mendibide, P. Steyer, J.-P. Millet, *Surf. & Coat*, **200**,1, 109-112, (2005).
6. B. Navinšek, P. Panjan, I. Milošev, *Surf. & Coat*, **97**, 1, 182-191, (1997).
7. C. Liu, Q. Bi, A. Matthews, *Corros. Sci*, **43**, 10, 1953-1961, (2001).
8. P. Panjan, D.K. Merl, F. Zupanič, M. Čekada, M. Panjan, *Surf. & Coat*, **202**, 11, 2302-2305, (2008).
9. H.A. Jehn, *Surf. & Coat*, **125**, 1, 212-217, (2000).
10. S. Schwinde, M. Schürmann, R. Schlegel, *CEAS Space Journal*, **11**, 579–587, (2019).
11. Jarmo Leppäniemi, Perttu Sippola, Mikael Broas, Jari Aromaa, *Thin Solid Films*, **50**, (2017).
12. F.V. Grigoriev, V.B. Sulimov, A.V. Tikhonravov, *Coatings*, **10**, 3, 220, (2020).

ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ АНТИБАКТЕРИАЛЬНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ИЗ ГВОЗДИКИ

Кутепова М.С., Самохвалов А.А., Краева Л.А.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* НИИ эпидемиологии и микробиологии им. Пастера, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлены результаты синтеза антибактериального вещества из гвоздики методом импульсной лазерной абляции под слоем жидкости. Исследовано изменение оптической плотности коллоидов в зависимости от режима воздействия лазерного излучения, проверен антибактериальный эффект гвоздичных коллоидов.

Введение. В последнее время интерес к наноразмерным органическим материалам быстро растет благодаря их уникальным структурным и оптическим свойствам, которые не проявляются в объемном состоянии. Существует множество работ, посвященных изучению металлических наночастиц, в таких областях, как биохимия и медицина, где они находят свое применение в качестве агентов, доставляющих антибиотики или инструмента для диагностики заболеваний на ранних стадиях [1]. Однако, металлические наночастицы не всегда положительно действуют на живой организм и способны «осаждаться» в нем, что может иметь последствия для здоровья. В то же время постепенно начинается более широкое изучение органических наноматериалов, которые, в свою очередь, имеют лучшую биосовместимость и, в тоже время, проявляют различные антиоксидантные и антибактериальные свойства.

Так, например, исследования показывают, что наночастицы корицы, являющиеся биологически активными и нетоксичными, могут быть эффективными антибактериальными агентами. Их антибактериальная активность была исследована на нескольких штаммах бактерий (*Escherichia coli*, *Staphylococcus aureus*, *Bacillus subtilis* и *Pseudomonas aeruginosa*) [2].

Основная часть. Множество специй и пряностей содержат в своем составе различные биологически активные соединения, что делает их полезными для биомедицинских и фармакологических применений.

Гвоздика (*Syzygium aromaticum*) является одной из самых ценных пряностей, которая веками использовалась в качестве пищевого консерванта, а также применялась для многих лечебных целей. Это растение представляет собой один из самых богатых источников фенольных соединений, таких как эвгенол, ацетат эвгенола и галловая кислота, и обладает большим потенциалом для применения в фармацевтике, косметике, пищевой промышленности и сельском хозяйстве [3].

Известно, что эвгенол применяется в качестве антисептического и обезболивающего средства. Исследования показали, что эвгенол обладает антибактериальной активностью и способен воздействовать на множество бактерий и грибковых штаммов.

Существуют различные физические и химические методы получения органических наночастиц и веществ. Метод импульсной лазерной абляции является надежным, экономичным и универсальным методом для получения наноструктур и коллоидов веществ [4]. Процесс лазерной абляции в жидкости, к тому же, решает проблему сбора наночастиц: все синтезированные наночастицы формируются в коллоидный раствор.

Данные причины, а также ранние исследования, позволили сделать предположения в возможности синтеза органических наночастиц и эвгенола из гвоздики, полученных методом импульсной лазерной абляции в жидкости.

В качестве исследуемого образца органического материала были выбраны сушеные нераскрывшиеся бутоны гвоздики. Образец помещался в жидкую среду – вода для инъекций на дно чашки Петри. Мишень облучалась волоконным иттербиевым лазером «МиниМаркер – 2» с длиной волны 1064 нм, максимальной энергией в импульсе 1 мДж и частотой следования импульсов 10 кГц. Скорость сканирования составила 500 мм/м, длительность импульса изменялась от 8 до 200 нс.

В ходе эксперимента было получено несколько образцов коллоидов при различных параметрах лазерного излучения: плотности энергии и различных длительностях импульсов (8, 20, 50, 100 и 200 нс).

Было установлено, что с увеличением плотности энергии лазерного излучения линейно растет оптическая плотность получаемого коллоида. Наибольшая оптическая плотность коллоидов достигается при длительностях импульсов в 100 нс и 200 нс. Большая плотность коллоидов при длинных импульсах достигается за счет увеличения глубины прогреваемого слоя и выноса массы вещества.

Полученные коллоидные растворы были исследованы с помощью электронного микроскопа. Были обнаружены одиночные углеродсодержащие наночастицы. Поскольку образец коллоидного раствора представлял собой раствор с относительно небольшой концентрацией эфирного масла, было решено попробовать примерно воспроизвести его, растворив некоторый объем эфирного масла гвоздики в воде. Затем был проведен анализ эфирного масла гвоздики. Сравнение по базам данных показало совпадение ИК-спектра поглощения эфирного масла с эвгенолом. Таким образом, можно сделать вывод, что основное синтезируемое активное вещество – эвгенол.

Тесты на антибактериальность полученные образцы проходили в лаборатории медицинской бактериологии Санкт-Петербургского НИИ эпидемиологии и микробиологии имени Пастера. Тесты проводились на грамположительных бактериях *Staphylococcus aureus*. При малом числе проходов визуально различимого антибактериального действия не наблюдается, однако при большем числе проходов наблюдается четкая зона задержки роста бактерий, что позволяет сделать вывод, что данная концентрация достаточна для видимого антибактериального эффекта.

Также были проведены тесты на эффективность в отношении кишечной палочки. Самый высококонцентрированный образец смог ингибировать рост грамотрицательных бактерий.

Выводы. В работе было показано, что коллоидные растворы активного вещества, синтезированного из гвоздики методом импульсной лазерной абляции в жидкости, проявляют антибактериальные свойства против штаммов бактерий *Staphylococcus aureus* (Золотистый стафилококк) и *Escherichia coli* (Кишечная палочка). Данные результаты позволяют сделать предположение о возможности использования полученных микроэмульсий гвоздичного масла для различных медицинских применений и в пищевой промышленности.

1. Л.Ф. Абаева и др., *Альманах клинической медицины*, **22**, 6-10, (2010).
2. A.A. Salim, N. Bidin, S.K. Ghoshal, *LWT*, **90**, 346-353, (2018).
3. D.F. Cortés-Rojas, C.R.F. de Souza, W. P. Oliveira, *Asian Pacific journal of tropical biomedicine*, **4**, №. 2, 90-96, (2014).
4. A. Hahn, S. Barcikowski, B.N. Chichkov, *Pulse*, **40**, №. 45, 50, (2008).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ, ТЕРАГЕРЦОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И УСТРОЙСТВА

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

GHOST IMAGING В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Исмагилов А.О., Наседкин Б.А., Путилин С.Э., Цыпкин А.Н.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрена схема восстановления фантомных изображений для терагерцового диапазона. Фантомные изображения получены для различного числа итераций.

Существует два основных способа получения фантомных изображений которые условно можно назвать классический и квантовый. Исторически сложилось так, что впервые был реализован квантовый случай получения фантомных изображений [1]. Для квантового случая использовались фотоны, рождённые в процессе спонтанного параметрического рассеяния. Данные фотоны имеют пространственную корреляцию, что позволяет восстановить изображение, за счёт измерения корреляционной функции второго порядка. Главной особенностью фантомных изображений в данном случае можно назвать отсутствие необходимости использования камер, содержащих множество регистрирующих элементов. Вскоре, было обнаружено, что пространственная корреляция не является чисто квантовым свойством. Так в работах [2, 3, 4] фантомные изображения были получены за счёт корреляции интенсивности псевдотепловых источников. Псевдотепловой источник создавался за счёт использования различных комбинаций рассеивающих сред. В результате взаимодействия лазерного излучения с такими средами получались так называемые спеклы – случайное распределение интенсивности в пространстве за счёт самоинтерференции пучка в рассеивающей среде. В отличие от квантового случая, при измерении классических фантомных изображений оставалась необходимость в регистрации спеклов камерой. Эта проблема была решена путём замены комбинации рассеивающих сред на пространственный модулятор света (SLM) [5].

Использование техники получения фантомных изображений совместно с различными длинами волн, может привести к новым возможностям их применения. Так, при комбинации различных длин волн как для квантового, так и для классического случаев, можно улучшить разрешение полученных изображений [6, 7].

Большой интерес для реализации схем получения фантомных изображений представляет терагерцовый диапазон [8]. Одной из основных проблем получения фантомных изображений в терагерцовом диапазоне является отсутствие пространственных модуляторов света для данного диапазона, а как следствие, возникает необходимость в использовании классической схемы получения фантомных изображений.

В результате работы были восстановлены фантомные изображения для различного числа итераций. Для дальнейшего улучшения схемы рассматриваются возможности по реализации пространственного модулятора света в терагерцовом диапазоне, что позволит существенно увеличить эффективность оптической схемы, по сравнению с существующими.

1. T.B. Pittman, Y.H. Shih, D.V. Strekalov, and A.V. Sergienko, *Phys. Rev. A.*, **52**, R3429, (1995).
2. F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti, M. Bache, E. Brambilla, L. A. Lugiato, *Phys. Rev. Let.*, **94**, 183602 (2005).
3. A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache, L.A. Lugiato, *Phys. Rev. Let.*, **93**, №9, 093602 (2004).
4. A. Valencia, G. Scarcelli, M. D'Angelo, Y. Shih, *Phys. Rev. Let.*, **94**, 063601 (2005).
5. Y. Bromberg, O. Katz, Y. Silberberg, *Phys. Rev. A.*, **79**, 053840 (2009).
6. S. Karmakar, R.E. Meyers, Y. Shih, *J. of Biomedical Optics*, **20**(1), 016008 (2015).
7. K. Chan, M. N. O'Sullivan, R.W. Boyd, *Phys. Rev. A.*, **79**, 033808 (2009).
8. L. Olivieri, J. Gongora, L. Peters, V. Cecconi, A. Cutrona, J. Tunesi, R. Tucker, A. Pasquazi, M. Peccianti, *Optica*, **7**, 186-191 (2020).

УШИРЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Опарин Е.Н., Шабан П.С., Жукова М.О., Цыпкин А.Н.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследуются особенности распространения пикосекундных ТГц импульсов в планарном волноводе, сформированном двумя металлическими пластинами. Продемонстрировано увеличение длительности импульсов до 7 раз. Выявлена их частотная модуляция, обусловленная волноводной дисперсией.

В настоящее время терагерцовые (ТГц) технологии рассматриваются как фундамент для создания коммуникационных сетей стандарта 6G [1]. Спектральный диапазон от 0,1 до 1 ТГц представляется подходящим для этих целей, так как в нем сводятся к минимуму потери, вызванные поглощением атмосферы [2].

Методика передачи информации в квазидискретном спектре, сформированном в результате интерференции двух широкополосными ТГц импульсов, уже была продемонстрирована ранее. Чтобы обеспечить условия для интерференции ТГц импульса с самим собой, сдвинутым на задержку, меньшую, чем длительность импульса, и последующего формирования последовательности с квазидискретным спектром необходимо использовать частотно модулированные (иначе говоря – чирпированные) импульсы [3]. Перспективным методом для получения подобных импульсов является распространение широкополосного ТГц излучение через волновод с высокой дисперсией. В данной работе рассматриваются особенности распространения излучения в планарном волноводе, сформированном двумя металлическими пластинами.

Типичная длительность ТГц импульсов с указанным выше спектром составляет 1,2 пс. Их распространение через волновод происходит преимущественно в TE_1 моде и, для расстояния между пластинами $b = 3,00$ мм, приводит к растяжению до 2,2 пс, для $b = 1,21$ мм – до 5,2 пс и для $b = 0,86$ мм – до 8,3 пс (рис. 1). Кроме того, в сигнале наблюдается частотная модуляция, обусловленная волноводной дисперсией. Фазовая и групповая скорость электромагнитного излучения, распространяющегося через волноводы с указанными параметрами, представлены на рис. 2.

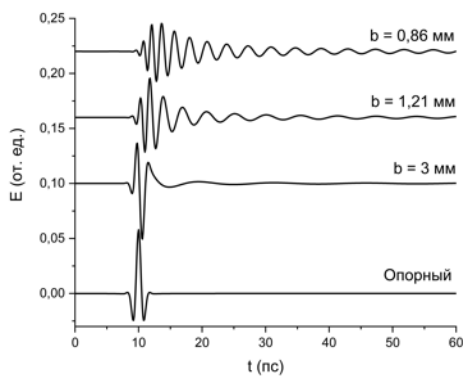


Рис. 1. Временная форма ТГц импульсов, распространяемых через волновод с разным расстоянием между пластинами

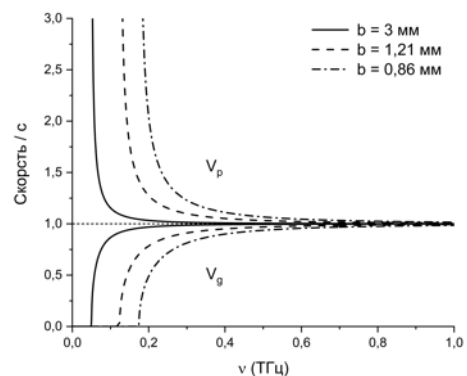


Рис. 2. Нормированная на скорость света фазовая и групповая скорость излучения в TE_1 моде волновода

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 17-00-00275 (17-00-00272).

1. T. S. Rappaport et al., *IEEE Access*, **7**, 78729-78757, (2019).
2. Martin van Exter, Ch. Fattinger, D. Grischkowsky, *Opt. Lett.*, **14**, 1128-1130, (1989).
3. X. Liu, M. Melnik, M. Zhukova, et al., *Sci Rep*, **10**, 9463, (2020).

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ РУПОРНОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ВВЕДЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВОД

Шабан П.С., Опарин Е.Н., Жукова М.О., Цыпкин А.Н.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе произведен расчет оптимальных параметров рупорной антенны для эффективного введения широкополосного терагерцового излучения в волновод. Приведены результаты моделирования в системе CST Microwave Studio с определением геометрии и материала антенны, обеспечивающих наименьшие потери в интенсивности распространяющегося пучка.

В настоящее время терагерцовые (ТГц) технологии представляют значительный интерес для развития систем передачи информации, в которых качественная передача сигналов имеет принципиальное значение. Для этого широко используются планарные волноводы, что приводит к необходимости улучшения их характеристик [1]. Для эффективной работы волноводных устройств необходимо обеспечить заведение излучения из свободного пространства с наименьшими потерями и его локализацию в объеме волновода. Использование кремниевых или аналогичных линз не всегда позволяет достичь требуемой эффективности. Альтернативой может стать применение рупорных антенн с различными геометрическими параметрами и выполненными из разных материалов [2-4].

Для определения оптимального варианта введения излучения в волновод был проведен численный анализ применимости устройств, изображенных на рис. 1.

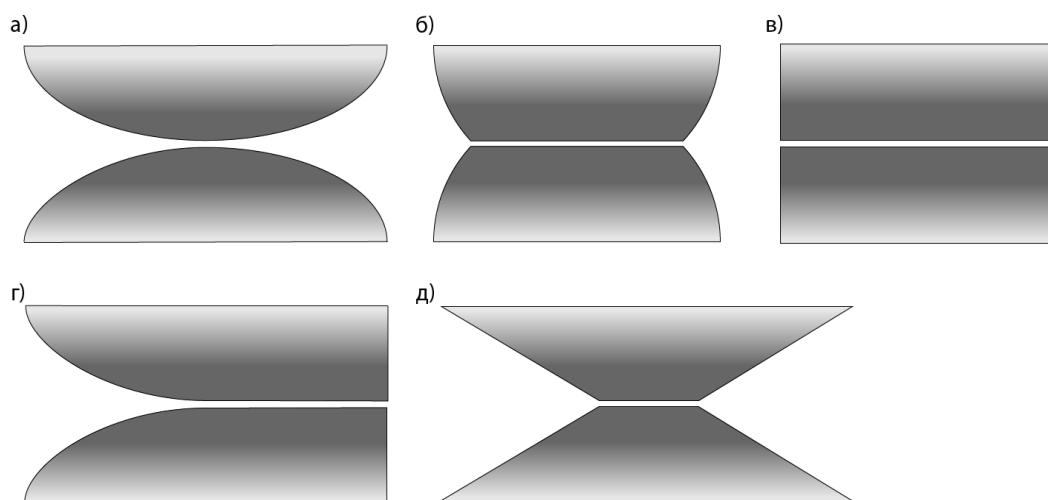


Рис. 1. Различные варианты геометрии антенны: эллипс (а), усеченный полукруг (б), прямоугольник (в), эллипс, переходящий в прямоугольник (г), бабочка (д)

Моделирование проведено с помощью программы CST Microwave Studio. Диапазон исследуемых частот – 0,1-1 ТГц. Эффективность устройства оценивалась значением S -параметра S_{12} , который представляет собой коэффициент пропускания, рассчитываемый исходя из соотношения интенсивности, зафиксированной портом-приемником, расположенным в начале волновода и интенсивности излучения, выходящего из порта-источника.

Первичное моделирование, проведенное с целью отобрать наиболее подходящие варианты из изначально представленных для дальнейшей оптимизации, продемонстрировало высокую эффективность эллипса, полукруга и бабочки. В качестве материала был выбран алюминий. Примерные значения S -параметра по диапазону приведены в скобках: эллипс (0,12), эллипс-прямоугольник (0,01), прямоугольник (0,05), усеченный полукруг (достигает 0,4 на краях диапазона), бабочка (0,1 – 0,2).

Первым параметром, по которому проводилась оптимизация, была ширина зазора между двумя половинками антенны. Были рассмотрены значения в диапазоне 25-500 мк и выбраны

наиболее подходящие для каждой геометрии. Использование меди вместо алюминия не привело к значительным изменениям эффективности. На последнем шаге оптимизации менялись геометрические размеры и параметры антенн, такие как эллиптичность, радиус, угол наклона и др.

Наиболее равномерные по всему диапазону и достаточные по числовому значению результаты были получены для эллипса (размеры полуосей – 15 и 30 мм, ширина зазора – 500 мк. График пропускания от частоты представлен на рис. 2.

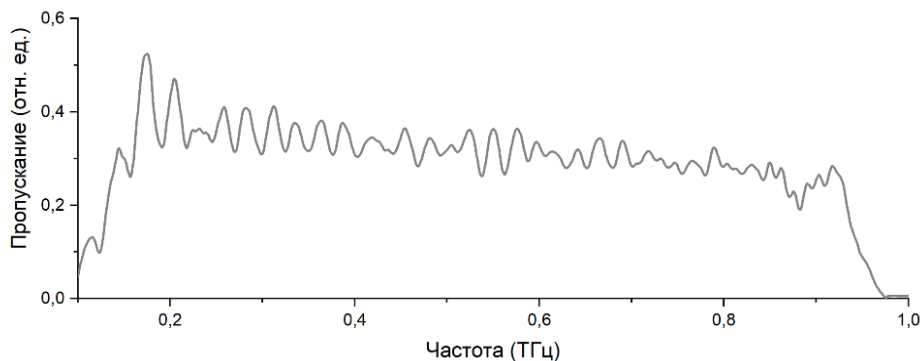


Рис. 2. Пропускание полученного устройства

Значение эффективности составило порядка 30-40% на рассматриваемом диапазоне частот, что является достаточно хорошим результатом в сравнении с кремниевыми линзами (~20%) [2] и антеннами, разработанных в ранее опубликованных работах (~20-50%) [2-4].

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ проект №17-00-00272.

1. G. Carpintero, L. Garcia-Munoz, H. Hartnagel, S. Preu, A. Räisänen, *John Wiley & Sons*, 160-200, (2015).
2. M. Theuer, S.S. Harsha, D. Grischkowsky, *J. Appl. Phys.*, **108**, 113105, (2010).
3. A.J. Shutler, D. Grischkowsky, *J. Appl. Phys.*, **112**, 073102, (2012).
4. S.-H. Kim, E.S. Lee, Y.B. Ji, T.-I. Jeon, *Opt. Express*, **18**, 1289-1295, (2010).

О ГЕНЕРАЦИИ В ИЗОТРОПНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ В ПОЛЕ ОДНОПЕРИОДНЫХ ВОЛН ИЗЛУЧЕНИЯ НА УЧЕТВЕРЕННЫХ ЧАСТОТАХ

Арцер И.Р., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Аналитически доказано, что в спектре однопериодного оптического импульса в изотропной диэлектрической среде с безынерционной кубической нелинейностью генерируется излучение не на утроенных, как это привычно для импульсов с большим числом колебаний, а на учетверенных частотах по отношению к исходной максимальной частоте импульса.

Терагерцовое излучение сегодня привлекательно для применений в таких направлениях, как поиск скрытых взрывчатых веществ, диагностика пищевой и фармацевтической продукции, диагностика и терапия социально значимых заболеваний [1], приём и передача информации, в том числе в устройствах беспроводной связи [2].

Значительная часть источников терагерцового излучения представляет собой волны, содержащие всего одно полное колебание оптического поля. В последние годы появились источники такого излучения высокой мощности. Для целей создания устройств быстрого управления параметрами терагерцового импульсного излучения активно развивается нелинейная оптика волн из малого числа колебаний. Оказалось, что она принесла много неожиданностей. Например, в анизотропных средах с квадратичной нелинейностью может генерироваться излучение на утроенных частотах [3], а в изотропных с наименьшей кубической нелинейностью – излучение на учетверенных частотах [4]. При этом коэффициент нелинейного показателя преломления материалов в терагерцовом диапазоне может оказываться гигантским, на несколько порядков превышающим его значение для этих же материалов в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра [5].

В работе [4] возможность явления генерации в поле однопериодных волн излучения на учетверенных частотах продемонстрирована численными расчетами. В настоящей работе это показано аналитически.

Рассмотрим уравнение динамики поля излучения $E(t, z)$ в изотропной среде с показателем преломления N_0 , зависимостью которого от частоты пренебрежем, и безынерционной кубической нелинейностью, характеризуемой нелинейной восприимчивостью $\chi^{(3)}$, вида [4]:

$$\frac{\partial E(t, z)}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E(t, z)}{\partial t} + \frac{2\pi\chi^{(3)}}{cN_0} \frac{\partial E^3(t, z)}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где z – координата оси, вдоль которой распространяется излучение, t – время, c – скорость света в вакууме. Поле на границе нелинейной среды (при $z = 0$) будем рассматривать в виде однопериодной волны

$$E(t, 0) = E_0 \frac{t}{\tau} \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right], \quad (2)$$

где E_0 – амплитуда волны, τ – её длительность.

Выполним нормировку уравнения (1) и граничных условий (2), введя безразмерные переменные: $T = \frac{t}{\tau}$; $s = z \frac{N_0}{c\tau}$; $\tilde{E} = \frac{E}{E_0}$. В новых переменных уравнение (1) примет вид:

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial s} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial T} + \mu \frac{\partial \tilde{E}^3}{\partial T} = 0, \quad (3)$$

Где коэффициент $\mu = \frac{2\pi E_0^2}{N_0^2} \chi^{(3)}$, который мы будем полагать малым параметром задачи.

Решение нормированного уравнения (3) будем искать в виде ряда разложения по малому параметру:

$$\tilde{E}(T, s) = \tilde{E}_0(T, s) + \mu \tilde{E}_1(T, s) + \mu_1 \tilde{E}_2(T, s) + \dots \quad (4)$$

В выражении (4) далее оставим только первые два слагаемых, для которых нелинейное уравнение (3) примет вид системы двух линейных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{E}_0}{\partial s} + \frac{\partial \tilde{E}_0}{\partial T} = 0, \\ \frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial s} + \frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial T} + \frac{\partial \tilde{E}_0^3}{\partial T} = 0, \end{cases} \quad (5)$$

Решением первого уравнения системы (5) является волна, не меняющая свою форму при распространении и вид которой определяется граничным условием (2):

$$\tilde{E}_0(T, s) = (T - s) \exp\left(-(T - s)^2\right). \quad (6)$$

Спектр $G(\omega, s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(T, s) e^{i\omega t} dt$ волны (6) имеет вид

$$G_0(\omega, s) = \frac{ie^{\frac{is\omega - \omega^2}{4}} \omega}{2\sqrt{2}}. \quad (7)$$

Решение второго уравнения с нулевым граничным условием при выполнении (6) имеет вид

$$\tilde{E}_1(t, s) = 3e^{-3(s-T)^2} s \left(-1 + 2(s-T)^2\right) (s-T)^2, \quad (8)$$

спектр которого

$$G_1(\omega, s) = \frac{e^{\frac{is\omega - \omega^2}{12}} s \omega^2 (-18 + \omega^2)}{216\sqrt{6}}. \quad (9)$$

Тогда результирующее поле описывается выражением:

$$\tilde{E}(t, s) = \tilde{E}_0(t, s) + \mu \tilde{E}_1(t, s) = (T - s) e^{-(T-s)^2} + \mu \cdot 3e^{-3(s-T)^2} s \left(-1 + 2(s-T)^2\right) (s-T)^2. \quad (10)$$

На рис. 1 иллюстрирован модуль спектра и поле однопериодной волны, рассчитанные в первой итерации решения уравнения (3), а также изменение модуля спектра из-за нелинейности среды, рассчитанное во второй итерации решения (3). Отметим, что спектральная зависимость приведена от $\omega/\sqrt{2}$, поскольку максимум спектрального контура однопериодной волны соответствует частоте $\sqrt{2}$. Из рис. 2 видно, что изменение спектра, вызванное нелинейностью среды максимально при $\omega \approx 1.73$ и $\omega \approx 4.24$. Интересно, что при $\omega = 3$ эта добавка строго равна нулю.

На рис. 2 приведен модуль спектра излучения исходной однопериодной волны и её полевая структура для случая, когда нелинейная амплитуда «добавки» к полю из-за нелинейного характера распространения излучения достигнет 20% (на границе применимости метода малого параметра). Из рисунка видно, что максимальное значение модуля спектра генерируемого излучения на высоких частотах наблюдается на частоте 4.24, а минимум сдвинут на частоту 3.14.

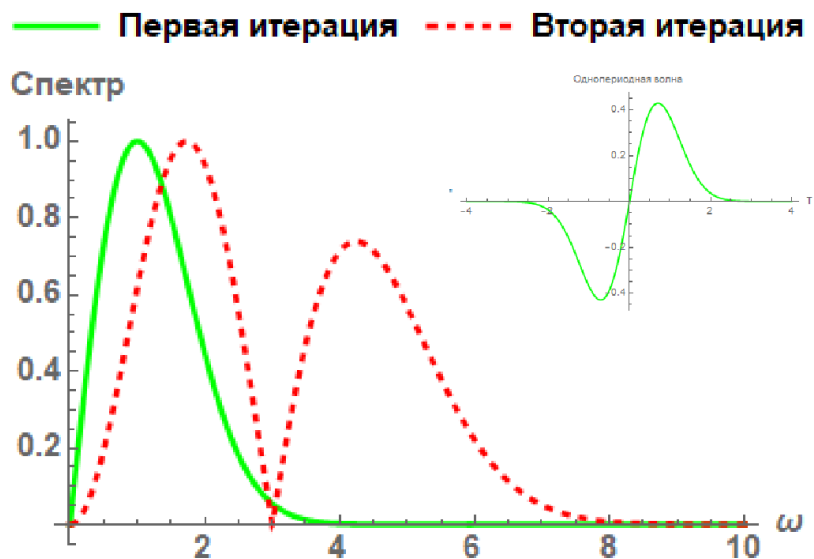


Рис. 1. Зависимость модуля спектров от частоты $G_0(\sqrt{2}\omega, 0)$, $G_1(\sqrt{2}\omega, 0)$ и вид однопериодной волны

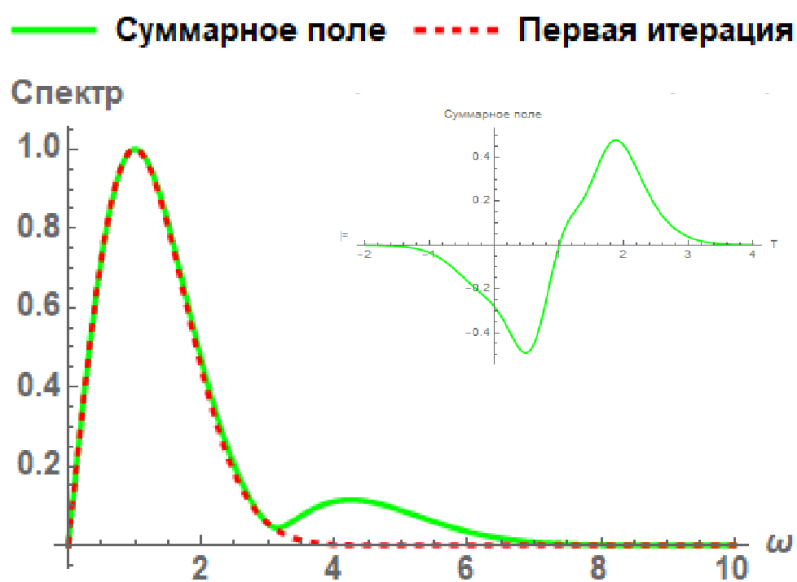


Рис. 2. Модуль спектра суммарного поля и

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00154.

1. X.-C. Zhang, J. Xu, Introduction to THz Wave Photonics, *Springer*, (2010)
2. Y.V. Grachev et al, *IEEE Photonics Technology Letters*, **30**, 103-106, (2017).
3. S.V. Sazonov, *Journal of Russian Laser Research*, **39**, 252-262, (2018).
4. A.A. Drozdov et al, *Physical Review A*, **86**, 05382, (2012).
5. A.N. Tsyupkin et al, *Optics Express*, **27**, 10419-10425, (2019).

ДИСПЕРСИЯ И ИНЕРЦИОННОСТЬ НЕЛИНЕЙНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ПРИРОДЫ В ПОЛЕ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гусельников М.С., Арцер И.Р., Жукова М.О., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Получено выражение для нелинейной части нерезонансного поляризационного отклика колебательной природы изотропной диэлектрической среды с учетом ее дисперсии в поле терагерцовых волн из малого числа колебаний. Качественно оценены времена релаксации этого механизма нелинейности среды и показано, что их величина определяется квадратичной и кубической нелинейностью молекулярных колебаний.

В связи с созданием в последние годы источников мощного импульсного терагерцового (ТГц) излучения большое внимание исследователей привлечено сейчас к изучению особенностей нелинейных явлений в поле такого излучения в различных средах. В теоретической работе [1] было предсказано, что важным механизмом нелинейности диэлектрических сред в поле ТГц волн могут оказаться ангармонические колебания атомов в молекулах вещества. В работе [2] было экспериментально показано, что коэффициент нелинейности показателя преломления жидкой воды в ТГц спектральном диапазоне оказался в миллион раз большим, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. Оценки показали, что это значение соответствует тому, что дает теория ангармонических молекулярных колебаний воды. Поскольку импульсное ТГц излучение представляет собой волны из малого числа колебаний поля, то важно понять какова инерционность такой гигантской нелинейности сред.

В настоящей работе дан анализ дисперсии и инерционности колебательного механизма нелинейности диэлектрических сред. Получены формулы, описывающие нелинейную поляризованность изотропной среды с такой нелинейностью с учетом ее дисперсии. Выведены выражения для времен релаксации нелинейности колебательной природы.

В работе [3] показано, что математическая модель распространения параксиального терагерцового излучения в оптической среде может быть описана системой волнового и материальных уравнений вида:

$$P = Nq\langle x \rangle ,$$
$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x + ax^2 + bx^3 = \alpha E , \quad (1)$$

где P – поляризационный отклик среды на это поле, N – количество молекулярных осцилляторов в единице объема вещества, q – заряд колеблющейся частицы, x – отклонение этой частицы от положения равновесия, угловые скобки означают усреднение по объему среды, t – время, γ – коэффициент затухания колебаний молекулярного осциллятора, ω_0 – частота его свободных колебаний, a – коэффициент, характеризующий квадратичный ангармонизм молекулярных колебаний, b – коэффициент, характеризующий кубичный ангармонизм молекулярных колебаний, α – коэффициент поляризации среды, E – поле терагерцового импульса.

Далее будем считать взаимодействие низкочастотного терагерцового излучения с веществом нерезонансным и полагать, что выполняется неравенство

$$\omega_0^2 x \gg \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \gamma \frac{\partial x}{\partial t}, ax^2, bx^3 . \quad (2)$$

С учётом неравенства (2), второе уравнение системы (1), описывающее ангармонические колебания молекулярного осциллятора, методом последовательных приближений может быть сведено в третьей итерации к виду (здесь оставлены только линейные и кубичные по полю слагаемые)

$$\begin{aligned}
x^{(3)} = & \frac{\alpha E}{\omega_0^2} - \frac{\alpha}{\omega_0^4} \left[\left(1 - \frac{\gamma^2}{\omega_0^2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^4 E}{\partial t^4} \right] - \frac{\alpha \gamma}{\omega_0^4} \left[\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{2}{\omega_0^2} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} \right] + \\
& + \frac{2\alpha^3 a^2}{\omega_0^{10}} \left[E - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\gamma}{\omega_0^2} \frac{\partial E}{\partial t} \right] E^2 + \frac{3\alpha^3 b}{\omega_0^{10}} \left[2 \frac{\partial E}{\partial t} \frac{\partial E}{\partial t} + E \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \gamma E \frac{\partial E}{\partial t} \right] E - \\
& - \frac{\alpha^3 b}{\omega_0^8} \left[E - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\gamma}{\omega_0^2} \frac{\partial E}{\partial t} \right]^3. \tag{3}
\end{aligned}$$

В выражении (3) кубической нелинейности соответствуют четвертая (кубическая нелинейность отклика среды, обусловленная квадратичной нелинейностью молекулярного осциллятора), пятая и шестая (кубическая нелинейность среды, которая определяется кубической нелинейностью колебаний ядер в молекуле) группы слагаемых.

Подставляя кубические слагаемые из (3) в первое уравнение системы (1) и выполняя соответствующие преобразования, получим кубическую часть поляризационного отклика изотропной среды, обладающей нелинейностью колебательной природы, на внешнее поле терагерцового импульса:

$$P_{NL} = \chi^{(3)} E^3 - \chi^{(3d)} \frac{\gamma}{\omega_0^2} E^2 \frac{\partial E}{\partial t} - \chi^{(3d)} \frac{1}{\omega_0^2} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \chi^{(3d')} \frac{1}{\omega_0^2} E \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)^2, \tag{4}$$

где

$$\chi^{(3)} = \frac{\chi \alpha^2}{\omega_0^6} \left(\frac{2a^2}{\omega_0^2} - b \right) \tag{5}$$

кубическая восприимчивость, определяющая безынерционную часть нелинейного отклика среды,

$$\chi^{(3d)} = \frac{2\chi \alpha^2}{\omega_0^6} \left(\frac{a^2}{\omega_0^2} - 3b \right), \tag{6}$$

$$\chi^{(3d')} = \frac{3\chi \alpha^2 b}{\omega_0^6} \left(\frac{\gamma^2}{\omega_0^2} - 2 \right) \tag{7}$$

кубические нелинейные восприимчивости, характеризующие дисперсию нелинейного отклика,

$$\chi = \frac{Nq\alpha}{\omega_0^2}$$

линейная восприимчивость среды.

С другой стороны, нелинейную часть кубической по полю поляризованности среды можно представить в виде

$$P_{NL} = \chi_{NL} E, \tag{8}$$

где χ_{NL} – некоторый функционал от квадрата поля.

Инерционность индуцированной электромагнитным излучением нелинейной части поляризационного отклика среды и его дисперсия, естественно полагать, имеют одинаковую природу. Примем гипотезу, согласно которой при нерезонансном взаимодействии света с веществом для χ_{NL} выполняется (смотри также [4]):

$$\tau_2^2 \frac{\partial^2 \chi_{NL}}{\partial t^2} + \tau_1 \frac{\partial \chi_{NL}}{\partial t} + \chi_{NL} = \chi^{(3)} E^2, \tag{9}$$

где τ_2 и τ_1 – времена, характеризующие инерционность нелинейного отклика, $\chi^{(3)}$ – кубическая нелинейная восприимчивость.

Полагая в уравнении (6) первые два слагаемые малыми, методом итераций можно получить в третьем приближении:

$$\chi_{NL}^{(3)} = \chi^{(3)} E^2 - 2\tau_1 \chi^{(3)} E \frac{\partial E}{\partial t} - 2(\tau_2^2 - \tau_1^2) \chi^{(3)} E \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - 2(\tau_2^2 - \tau_1^2) \chi^{(3)} \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)^2. \quad (11)$$

Подставляя выражение (11) в (8), получаем:

$$P_{NL} = \chi^{(3)} E^3 - 2\tau_1 \chi^{(3)} E^2 \frac{\partial E}{\partial t} - 2(\tau_2^2 - \tau_1^2) \chi^{(3)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - 2(\tau_2^2 - \tau_1^2) \chi^{(3)} E \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)^2. \quad (12)$$

Выражения (12) и (4) функционально идентичны и, учитывая (5), (6), (7), получаем следующие выражения для времен релаксации колебательного механизма нелинейности:

$$\tau_1 = \frac{\gamma}{2\omega_0^2} \frac{\chi^{(3d)}}{\chi^{(3)}} = \frac{\gamma}{\omega_0^2} \frac{(a^2 - 3\omega_0^2 b)}{(2a^2 - \omega_0^2 b)}, \quad (13)$$

$$\tau_2^2 = \frac{1}{2\omega_0^2} \frac{\chi^{(3d)}}{\chi^{(3)}} + \tau_1^2 = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{(a^2 - 3\omega_0^2 b)}{(2a^2 - \omega_0^2 b)} + \frac{\gamma^2}{\omega_0^4} \frac{(a^2 - 3\omega_0^2 b)^2}{(2a^2 - \omega_0^2 b)^2}. \quad (14)$$

$$\tau_2^2 = \frac{1}{2\omega_0^2} \frac{\chi^{(3d')}}{\chi^{(3)}} + \tau_1^2 = \frac{3b}{2\omega_0^2} \frac{(\gamma^2 - 2\omega_0^2)}{(2a^2 - \omega_0^2 b)} + \frac{\gamma^2}{\omega_0^4} \frac{(a^2 - 3\omega_0^2 b)^2}{(2a^2 - \omega_0^2 b)^2} \quad (15)$$

Из соотношений (13), (14), (15) видно, что времена, характеризующие инерционность отклика изотропной среды, обладающей нелинейностью колебательной природы, на внешнее поле терагерцового импульса при нерезонансном взаимодействии света с веществом определяются как кубичной нелинейностью молекулярных колебаний (характеризуемой коэффициентом b), так и квадратичной нелинейностью (характеризуемой коэффициентом a). В работе [1] показано, что эти коэффициенты можно выразить через такие известные параметры среды, как коэффициент теплового расширения вещества, линейный показатель преломления на низких частотах и другие обычно хорошо известные из справочной литературы параметры материала оптической среды. В настоящей работе проведена качественная оценка времен релаксации колебательного механизма нелинейности для разных прозрачных в терагерцовой спектральной области материалов.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00154.

1. K. Dolgaleva et al. Prediction of an Extremely Large Nonlinear Refractive Index For Crystals at Terahertz Frequencies. *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **92**, № 2, 023809, (2015).

2. A.N. Тсупкин et al. High Kerr Nonlinearity of Water in the THz Spectral Range. *Optics Express*, **27**, № 8, 10419-10425, (2019).

3. И.Р. Арцер, С.А. Козлов. Динамика поля терагерцовых импульсов в оптической среде с инерционной колебательной нелинейностью. *Сборник трудов XI международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики - 2019»*, 402-404, (2019).

4. A.N. Azarenkov, G.B. Al'Tshuler, N.R. Belashenkov, S.A. Kozlov. Fast Nonlinearity of the Refractive Index of Solid-state Dielectric Active Media. *Quantum Electronics*, **23**, № 8, 633-655, (1993).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПИГМЕНТОВ КРАСОК, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В КАРТИНАХ ЖИВОПИСИ

Завилейская Е.С., Баранова А.А., Булгакова В.Г. *, Смолянская О.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* ФГУП «ЦНИИ им. акад. А.Н.Крылова», Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследуются спектральные линии пигмента «красный сурик». С использованием ТГц спектрометра были получены основные оптические характеристики пигмента. Для более глубокого изучения спектров материала применяется моделирование кристаллической структуры пигмента и его ТГц спектров с помощью теории функционала плотности (DFT).

Научный анализ материалов, используемых в художественных изделиях, позволяет определить период, в который они были созданы, как они хранились на протяжении веков и как они были восстановлены. Эта информация полезна для дальнейших действий по сохранению и реставрации объекта.

В рамках исследования мною была создана 3D модель кристаллической структуры пигмента красный сурик (рисунок 1). Для этого был смоделирован терагерцовый спектр пигмента методом функционала плотности (рисунок 2). Для экспериментального исследования оптических характеристик пигмента были проведены измерения на приборе TeraView 4000 в режиме на пропускание и нарушенного полного внутреннего отражения. Пигмент был измерен в порошковой форме и в виде таблетки.

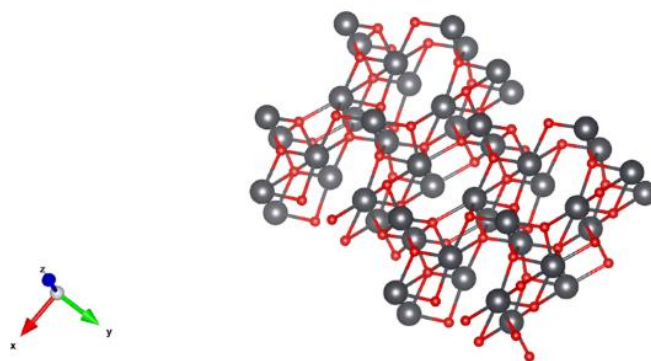


Рис. 1. 3D модель кристаллической решетки пигмента красный сурик

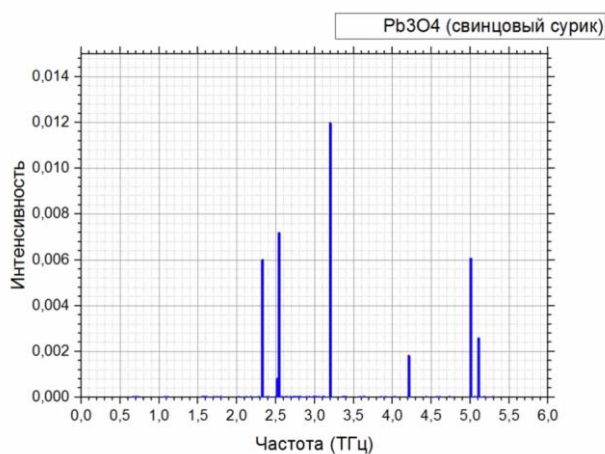


Рис. 2. Спектр для пигмента, полученный с помощью DFT

На основании анализа существующих исследований и полученных мною результатов измерения я пришла к выводу, что для более достоверных результатов лучше проводить измерения на приборе с помощью модуля на пропускание с образцом в виде таблетки. Также,

для объяснения экспериментально полученных спектров, необходимо применять теоретический метод функционала плотности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-51-16002 (18-051-16002).

1. E.M. Kleist et al., Terahertz Spectroscopy and Quantum Mechanical Simulations of Crystalline Copper-Containing Historical Pigments // *The Journal of Physical Chemistry A* – 2019. – Vol. 123, p. 1225-1232.

2. K. Fukunaga, THz Technology Applied to Cultural Heritage in Practice. 1st edition. Springer Japan – 2016. – P.144.

3. T. Ha, et al., Optimal methodologies for terahertz time-domain spectroscopic analysis of traditional pigments in powder form // *Journal of the Korean Physical Society* – 2017. – Vol. 70, p. 866-871.

ЧИСЛЕННАЯ ОБРАБОТКА ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ КАРТИН ЖИВОПИСИ

Аксенова Ю.К., Смолянская О.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе был разработан метод численного детектирования дефектов на терагерцовых изображениях картин живописи. Предложен вариант визуализации данных на изображении в формате, удобном для восприятия и снятия координат.

Излучение в терагерцовом диапазоне частот уже показало себя как оптимальный способ диагностики во многих областях от медицины до проверки продуктов питания. В искусстве оно нашло применение в неразрушающей диагностике картин живописи. С помощью терагерцового радара можно получить изображения, ясно отображающие на картине дефекты различного происхождения [1]. Однако полученные терагерцовые изображения картин требуют компьютерной обработки, проводимой с целью оптимизации процесса выявления дефектов и качественной их визуализации.

Процесс выявления дефектов может быть автоматизирован с помощью методов компьютерного зрения, основанных, например, на обнаружении темных пятен на изображении. Это представляется возможным вследствие того, что большая часть дефектов на картине отличается от общего фона более темным цветом. Подобные технологии уже были протестированы в некоторых других областях, таких как, например, экология или контроль качества дорожного покрытия. В данной работе предложен алгоритм решения этой задачи применительно к терагерцовому анализу картин живописи.

Была написана программа на языке Python, осуществляющая поиск, группировку и выделение дефектов на изображении. Для работы с изображениями были применены методы библиотеки OpenCV, предназначенные для решения задач компьютерного зрения. С помощью них была осуществлена бинаризация изображений и поиск контуров дефектов на них, а также выполнено выделение дефектов при визуализации результатов. Группировка дефектов была осуществлена методом агломеративной иерархической кластеризации. Результаты работы программы представлены на рисунке.

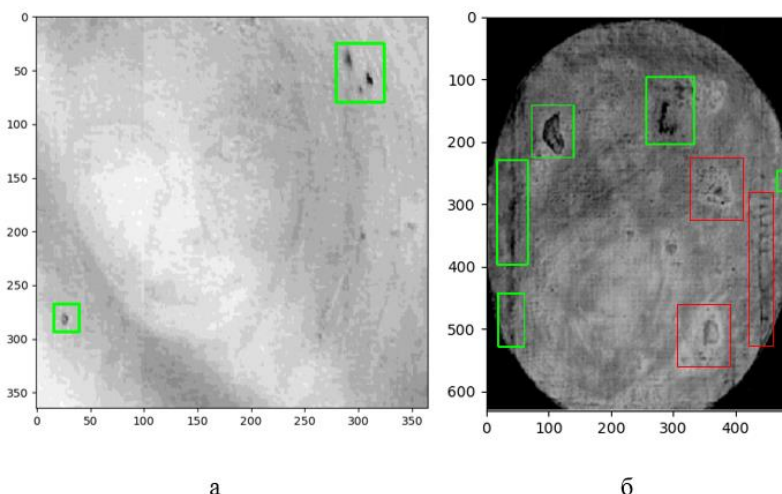


Рисунок. Результат работы алгоритма. Зелеными прямоугольниками обведены автоматически найденные дефекты, красными прямоугольниками вручную выделены дефекты, не обнаруженные программой

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и НЦНИ в рамках научного проекта №18-51-16002.

1. J Guillet, et al., *J. Infrared Milli. Terahz Waves*, №38, 369–379 (2017).

СЕМИНАР "ИНДУСТРИАЛЬНАЯ ФОТОНИКА"

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ПРОГРЕСС В СОЗДАНИИ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ СВЧ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ ДЛЯ КВАНТОВЫХ КОММУНИКАЦИЙ

Герасименко В.С., Герасименко Н.Д., Петров В.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты исследования разработанных и изготовленных АМ и ФМ интегрально-оптических модуляторов с рабочей полосой частот не менее 40 ГГц. Проведена оценка пропускной способности модуляторов в условиях реальной линии связи.

Активное развитие Отечественных систем квантовой связи, включая квантовый Интернет, требует использования соответствующей элементной базы. Принцип квантовой рассылки ключа (КРК) на боковых частотах [1] является базовым для разработки и создания квантовых линий связи, в том числе первой экспериментальной линии квантовой связи Москва – Санкт-Петербург [2].

Построение системы КРК на боковых частотах подразумевает использование как амплитудных (АМ), так и фазовых (ФМ) оптических модуляторов, работающих в диапазоне частот 3–30 ГГц и выше. Решение задачи создания таких широкополосных модуляторов хорошо известно: для этого необходимо использовать электроды бегущей волны [3-5]. Как показывает анализ литературы, такие модуляторы обладают высоким оптическим качеством и обеспечивают рабочую полосу до 300 ГГц при управляющих напряжениях 3-5 В [6].

Цель данной работы – продемонстрировать характеристики АМ и ФМ интегрально-оптических модуляторов собственной разработки и изготовления с учётом используемого источника излучения и фотоприёмника.

Амплитудный модулятор представляет из себя интерферометр Маха-Цендера в интегрально-оптическом исполнении. Фазовый модулятор – одиночный прямой оптический волновод. Важно отметить, что для изготовления оптических волноводов с чрезвычайно малыми потерями впервые использовалась оригинальная технология диффузии ионов титана в подложку [7]. В качестве материала подложки использовались пластины ниобата лития LiNbO_3 размером примерно $50 \times 2,85$ мм X - и Z - срезов. Впервые в Отечественной практике была использована пластина Z -среза для изготовления высококачественного ФМ модулятора.

Для обеспечения эффективной СВЧ модуляции за счёт электрооптического эффекта использовались электроды бегущей волны длиной 30 мм. С торцов пластины к волноводам было приклеено одномодовое волокно с сохранением поляризации. Пластина с волноводами, электродами и приклеенными с торцов волокнами устанавливалась в латунный корпус, имеющий золотое покрытие толщиной примерно 5 мкм.

Измерения характеристик модуляторов производились на двух установках. Частотная зависимость параметров S_{21} и S_{11} измерялась на установке с использованием векторного анализатора цепей RODE-SWARZ ZNB 40, обеспечивающей измерения электрического сигнала в полосе до 40 ГГц.

В качестве источника когерентного излучения использовался лазер с длиной волны излучения $\lambda \approx 1552$ нм, шириной спектра < 1 МГц и выходной мощностью ≈ 8 мВт. На рис. 1 показаны зависимости параметров S_{21} и S_{11} амплитудного модулятора от частоты модуляции F .

Как видно из приведённой зависимости $S_{21}(F)$, ширину полосы частот B можно оценить в 20 ГГц, используя критерий спада АЧХ на 3 Дб.

Измерения отношения S/N на выходе модулятора производились при помощи спектроанализатора APX AP 2060, позволяющего производить измерения на оптической

несущей. Спектрограммы были получены для значений мощности входного сигнала $P_{\text{вх}}$ в диапазоне от -40 дБм до +25 дБм и для значений частоты модуляции $F=4,8, 7,8$ и $12,00$ ГГц.

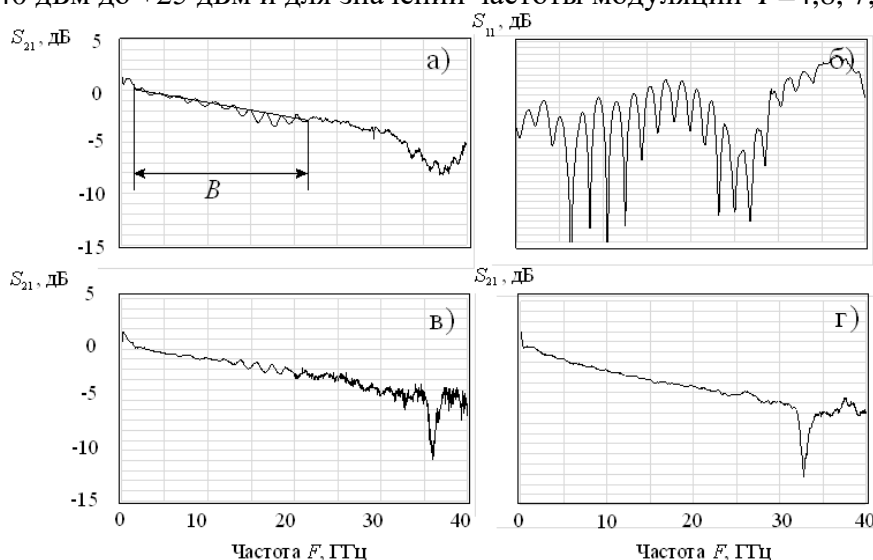


Рис. 1. Примеры зависимостей параметров S_{21} и S_{11} различных модуляторов от частоты F входного сигнала

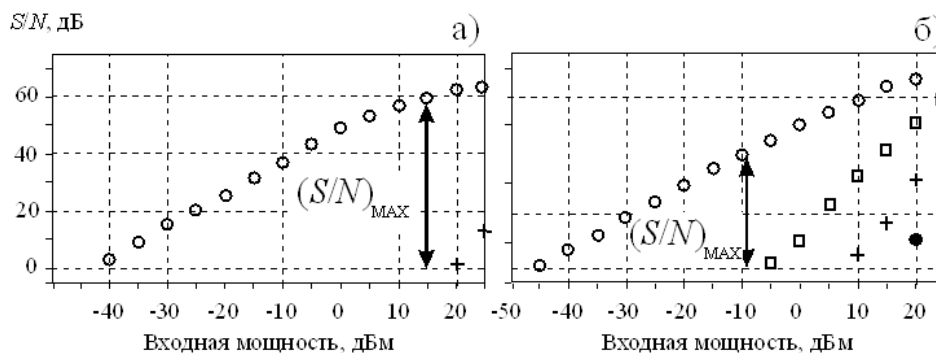


Рис. 2. Зависимость отношения S/N на выходе модулятора от мощности сигнала на входе. а): амплитудный модулятор, б): фазовый. Частота входного сигнала $F=12,00$ ГГц. Показаны 1, 2, 3, и 4 гармоники. Стрелками отмечены мощности входных сигналов, при которых определяется значение $(S/N)_{\text{MAX}}$, при котором еще отсутствуют высшие гармоники

Из приведённых на рис. 2 зависимостей можно оценить максимальную величину $(S/N)_{\text{MAX}}$, равную ~ 60 дБ для случая амплитудного модулятора, и ~ 40 дБ для случая фазового модулятора на частоте модуляции $12,00$ ГГц. Аналогичные измерения были проведены для $F = 4,8$ и $7,8$ ГГц. Необходимо отметить, что в пределах точности этих измерений величина отношения $(S/N)_{\text{MAX}}$ для всех трёх значений F была одинакова и составляла ~ 60 дБ.

Оценка величины пропускной способности проводилась в диапазонах частот $2\text{--}12$ ГГц и $12\text{--}22$ ГГц. В первом диапазоне зависимость $(S/N)_{\text{MAX}}$ была равномерной, во втором – имела равномерный спад 3 дБ. Пропускная способность амплитудного модулятора составила $\sim 3,9 \times 10^{11}$ бит/с, фазового модулятора $\sim 2,7 \times 10^{11}$ бит/с.

Разработанные и изготовленные СВЧ интегрально-оптические амплитудные и фазовые модуляторы обладают шириной полосы рабочих частот не менее 20 ГГц (по критерию спада на 3 дБ) и динамическим диапазоном порядка 60 дБ для амплитудного и 40 дБ для фазового модуляторов. Измерения производились в линейном режиме и с учётом характеристик используемого лазера и фотоприёмника. Величина полуволнового напряжения составила 5 В. Минимальная пропускная способность амплитудного модулятора составила $\sim 3,9 \times 10^{11}$ бит/с, фазового $\sim 2,7 \times 10^{11}$ бит/с. Достигнутые параметры в полной мере отвечают требованиям, предъявляемым к модуляторам для систем связи, использующих принцип квантовой рассылки ключа на боковых частотах.

1. A.V. Gleim, V.V. Chistyakov, O.I. Bannik, et al. *Journal of Optical Technology*. **84**, №6, 362-367, (2017).
2. <https://digital.ac.gov.ru/news/4761/>
3. A. Mahapatra, E.J. Murphy, *Academic Press*, **A**, 258-294, (2002).
4. A. Chen, E. Murphy, B. Raton, *Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications*, (2011).
5. В.М. Петров, А.В. Шамрай, *Интерференция и дифракция для информационной фотоники*, (2019).
6. J. Macario, P. Yao, S. Shi, et al, *Optics Express*, **20**, №21, 23623-23629, (2012).
7. П.М. Караваев, И.В. Ильичев, П.М. Агрузов, А.В. Тронев, А.В. Шамрай, *Письма ЖТФ*, **42**, №10, 33-39, (2016).

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	3
ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СПИНОВЫХ ШУМОВ Запаский В.С.....	3
ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ	4
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....	4
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ И СВОЙСТВ СРЕДЫ НА УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ ВОЛН ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ Пономарева Е.А., Исмагилов А.О., Путилин С.Э., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.....	4
ЗАВИСИМОСТЬ ИСКАЖЕНИЙ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С СОХРАНЕНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОТ УСЛОВИЙ ВВОДА Бурдин В.А. *, Бурдин А.В. **	6
РЕШЕНИЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ ИЗ КЛАССА БЕЙТМЕНА-ИЛЬОНА С ФОРМОЙ ВОЛНЫ ПЕРЕЛЬ- КИСЕЛЕВА, ИМЕЮЩИЕ ХАРАКТЕР ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ Бучина Д.А., Плаченев А.Б.	7
КОРОТКОВОЛНОВАЯ ОТСЕЧКА СПЕКТРА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ Гейнц И.Ю., Залозная Е.Д., Компанец В.О. *, Дормидонов А.Е. *, Чекалин С.В. *, Кандидов В.П.	9
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	11
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ В ПЛОСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУРАХ Моисеева Н.М, Мельник Я.В.	11
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА Z-СКАНИРОВАНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИБЛИЖЕННОГО РЕШЕНИЯ МОДИФИЦИРОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ ПОЛЯ Воронцова И.О., Мельник М.В., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.....	13
КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ	21
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....	21
СОЗДАНИЕ УСТОЙЧИВОЙ SERS-ПОДЛОЖКИ С СЕРЕБРЯНЫМИ ПЛАЗМОННЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В СЕНСОРИКЕ Киричек К.А. *, Дададжанов Д.Р. * **, Вартанян Т.А. *, Гладских И.А. *, Богданов К.В. *, Набиуллина Р.Д. *, Баранов М.А. *, Старовойтов А.А. *	21
МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПО СПЕКТРАМ ЗЕЛеноЙ АП- КОНВЕРСИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АКТИВИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ И ИТТЕРБИЕМ ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ И СТЕКЛОКЕРАМИК Асеев В.А., Ходасевич М.А. *, Борисевич Д.А. *	23
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА- БРИЛЛЮЭНА В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Янукович Т.П., Поляков А.В.	26
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ АБЛЯЦИИ И ПРИМЕСНОГО СОСТАВА СИНТЕТИЧЕСКИХ НРНТ АЛМАЗОВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Лебедев В.Ф. ***, Кукушкина В.В. **	29
СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ СУБДОПЛЕРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МИНИАТЮРНОГО ОПТИЧЕСКОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ Михайлов А.М. ***, Месенцова И.С. **, Игнатович С.М. **, Бражников Д.В. ***, Боудо Р. ***	32
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ВИСМУТАТОВ И КАРБОНАТА СТРОНЦИЯ Д.С. Штарев, А.В. Штарева.....	34
ЭФФЕКТЫ ОРИЕНТАЦИОННОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В ПОЛЯРИЗАЦИОННО-РАЗРЕШЕННЫХ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСТЕРЖНЕЙ Киселев А.Д.	36
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ КВАНТОВО-ПОДОБНЫХ КОГНИТИВНЫХ ФЕНОМЕНОВ: НЕКООПЕРАТИВНЫЕ ИГРЫ И НАРУШЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОГО ЗАКОНА ДИЗЪЮНКЦИИ Павлов А.В.	37
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЭМСИ И УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯМИ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ КУБИТОВ В ЦЕПЯХ БЫСТРОЙ ОДНОКВАНТОВОЙ ЛОГИКИ Бастракова М.В. *, Клёнов Н.В. ***, Ружицкий В.И. ***, Соловьев И.И. ***, Сатанин А.М. ***	40
ЭФФЕКТ ХОНГА-У-МАНДЕЛЯ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ Лосев А.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.	42
ВНУТРЕННЯЯ СИММЕТРИЯ КВАЗИБОЗОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ПРОЦЕССЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ Гайдаш А.А., Киселев А.Д., Козубов А.В., Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И., Тушавин Г.В.	44
ПОЛНОЕ РАЗЛИЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ БЕЛЛОВСКИХ СОСТОЯНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЦЕПЛЕННЫХ НЕРАЗРУШАЮЩИХ И ПОЛУРАЗРУШАЮЩИХ ИЗМЕРЕНИЙ Козубов А.В., Гайдаш А.А., Мирошниченко Г.П.	45
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВОЙНОГО КВАНТОВОГО ФИЛЬТРА В ЯМР СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ЗАДАЧ Останин С.А., Зуев В.В., Мокеев М.В. *	46

РЕЗОНАНСЫ ЭИП/ЭИА В СВЕТОВОМ ПОЛЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН Коваленко Д.В.***, Басалаев М.Ю.***, Юдин В.И.***, Тайченачев А.В.***	48
ФОРМИРОВАНИЕ <i>NOON</i> -СОСТОЯНИЙ СВЯЗАННЫХ СОЛИТОНОВ БЭК В <i>W</i> -ПОТЕНЦИАЛЕ Царёв Д.В., Нго В.Т., Алоджанц А.П.	50
SEMICLASSICAL AND NUMERICAL APPROACHES FOR EXCITONIC SPECTRUM OF COULOMB COUPLING BETWEEN TWO DIRAC ELECTRON-HOLE PARTICLES Zalipaev V., Kuydin V., Gulevich D.	53
ДИНАМИКА СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ КВАНТОВО-ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ПРОЦЕССЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ Гайдаш А.А., Киселев А.Д., Козубов А.В., Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И., Тушавин Г.В.	54
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОБСТВЕННОГО ШУМА УСИЛИТЕЛЯ ЯРКОСТИ БИСТАТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО МОНИТОРА Васнев Н.А., Тригуб М.В.*, Торгаев С.Н.**	55
ФОТОН И НЕЙТРИНО Черницкий А.А.	58
К ОПИСАНИЮ НЕОДНОРОДНО УШИРЕННОГО КОНТУРА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ Невдах В.В.	60
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	64
ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭЙНШТЕЙНА НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОВЕДЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ УДАРНОГО САМОУШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ CO ₂ Аршинов К.И., Бобровский В.В., Крапивная О.Н., Шут В.Н.	64
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ КОГЕРЕНТНОГО ПРИЕМА СИГНАЛА НА ПОДНЕСУЩИХ ЧАСТОТАХ МОДУЛИРУЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Гончаров Р.К., Кириченко Д.Н., Фадеев М.А., Зиновьев А.В., Самсонов Э.О.	67
БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ КОНДЕНСАТ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ И ФАЗОВЫЙ СИНХРОНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ Заворотнев Ю.Д., Румянцев В.В., Федоров С.А., Томашевская Е.Ю.*	69
ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ И ОРБИТАЛЬНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ Башмакова Е.Н., Вашукевич Е.А., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.	72
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ЗАДАЧЕ О КВАНТОВОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ДИССИПАТИВНОМ ОПТИЧЕСКОМ СОЛИТОНЕ Баева А.В., Вашукевич Е.А., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.	74
ОПИСАНИЕ ШТАРКОВСКОЙ СТРУКТУРЫ МУЛЬТИПЛЕТОВ ИОНА Pr ³⁺ В КРИСТАЛЛЕ YAl ₃ (VO ₃) Фомичева Л.А., Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.*	76
СОХРАНЕНИЕ СЖАТОГО СВЕТА В ЯЧЕЙКЕ ПАМЯТИ С УЧЕТОМ ДИФРАКЦИИ И ТЕПЛООВОГО ДВИЖЕНИЯ Зинатуллин Э.Р., Тихонов К.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.	77
ПРОЯВЛЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ ЗАМАГНИЧЕННЫХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ В ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СИСТЕМ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Кучеренко М.Г., Налбандян В.М.	79
ДИНАМИКА СЛАБСВЯЗАННЫХ СОЛИТОНОВ БЭК В СИЛЬНО АСИММЕТРИЧНОЙ ЛОВУШКЕ Нго В.Т., Царёв Д.В., Алоджанц А.П.	82
ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА Иванова С.В.	85
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛ ПСЕВДОИЗОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ ПРИ ВНЕДРЕНИИ В НАНОПОРИСТЫЙ ОКСИД АЛЮМИНИЯ Набиуллина Р.Д., Старовойтов А.А.	86
ЭНЕРГИЯ И ИМПУЛЬС ОТДАЧИ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА Аветисян Ю.А., Малышев В.А.*, Трифанов Е.Д.**	87
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЛАЗЕРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ Шарандин Е.А., Гладышев В.О., Горелик В.С., Кауц В.Л., Каютенко А.В., Николаев П.П.	89
ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ УПРАВЛЕНИЕ СИГНАЛАМИ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ Низамова Э.И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.	90
ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИ МОДУЛИРОВАННОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ Коваленко Д.В.***, Басалаев М.Ю.***, Юдин В.И.***, Тайченачев А.В.***	94
АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ДИСПЕРСИИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА ФОТОНОВ ПРОИЗВОЛЬНОГО КВАНТОВОГО СОСТОЯНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Медведева С.С., Гайдаш А.А., Мирошниченко Г.П.	95
РАСЧЁТ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАЗЛЁТА ЗАПУТАННЫХ ФОТОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ Кириченко Д.Н., Наседкин Б.А.	96
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВРЕМЁН КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОНОВ ПРИ СОПОСТАВИМОМ ВРЕМЕННОМ РАЗРЕШЕНИИ СЧЁТЧИКОВ СОВПАДЕНИЙ Наседкин Б.А.	98
ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ РАДИАЛЬНОГО ИНДЕКСА ЛАГЕР-ГАУССОВА ПУЧКА Решетников Д.Д., Лосев А.С.	100
КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ НА ОСНОВЕ ФЛУКТУАЦИЙ ВАКУУМА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МУЛЬТИМОДОВЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ Первушин Б.Е., Самсонов Э.О.	102
КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ	104
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	104
ОДНОНАПРАВЛЕННЫЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ Со И.А., Плаченов А.Б.*, Киселев А.П.**	104

ОПТИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА ЭРБИЙ-ИТТЕРБИЕВОГО ЛАЗЕРА Косинский И.В., Иванов А.В.	174
ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ПЛАЗМОННОЙ ОБОЛОЧЕЧНОЙ НАНОЧАСТИЦЕЙ Чмерева Т.М.	177
ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ МИКРОСКОПИЯ И ЭХО-СПЕКТРОСКОПИЯ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ОРГАНИЧЕСКИМИ ЛЮМИНОФОРАМИ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Каримуллин К.Р. **, Еськова А.Е. **, Коверга Н.А. **, Аржанов А.И. *, **, Магарян К.А. ***, Наумов А.В. **, ...	180
ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ЖК ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ Мельникова Е.А., Толстик А.Л.	183
ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭЛЕМЕНТ НА ОСНОВЕ АЗОПОЛИМЕРА Мельникова Е.А., Кабанова О.С., Рушнова И.И., Толстик А.Л., Акимова Е.*, Лошманский К.*, Мешалкин А.*	185
ТРЕХВОЛНОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ МУЛЬТИДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ С ЭКРАНИРОВАНИЕМ Арапов Ю.Д., Каменев В.Г., Кубасов П.В., Туркин В.Н.	188
ПРИЁМ И ПЕРЕДАЧА ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЖДУ ДИФFUЗНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ И СИСТЕМОЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КОЛЛИМАТОРОВ Каменева Н.А., Арапов Ю.Д., Тихов А.А., Кубасов П.В.	190
НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ	191
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	191
ДИНАМИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МИКРООБЪЕМА МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ Волынский М.А., Гуров И.П., Маргарянц Н.Б., Пименов А.Ю.	191
СВЯЗЬ ФИЗИЧЕСКИХ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ВОЛОКОННЫХ КВАНТОВЫХ КАНАЛОВ В ПРОТОКОЛАХ КВАНТОВОЙ ИНФОРМАТИКИ С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ КОДИРОВАНИЕМ Гайдаш А.А., Киселев А.Д., Козубов А.В., Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И., Тушавин Г.В.	193
ВЛИЯНИЕ ХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ НА СИСТЕМУ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ Киселев Ф.Д., Гончаров Р.К., Самсонов Э.О.	194
ЭФФЕКТ МАМЫШЕВА В ОПТОВОЛОКОННЫХ ЛИНИЯХ Кук И.А., Гибни Дж. **, Габитов И.Р. *, **	196
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	199
МЕТОДЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА В АКУСТООПТИЧЕСКИХ СЕНСОРНЫХ СЕТЯХ Бурдин В.А., Губарева О.Ю.	199
РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ Поляков А.В., Янукович Т.П., Ксенофонтов М.А.*	200
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ УГЛА МАЯТНИКОВОГО ТИПА Бадеева Е.А., Кукушкин А.Н., Савочкина М.М., Мотин А.В.	203
ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ТГЦ ИМПУЛЬСОВ Парпулова К.В., Мельник М.В., Медведева С.С., Гайдаш А.А., Цыпкин А.Н.	206
ЗАВИСИМОСТЬ КАЧЕСТВА ФОТОГРАММЕТРИЧЕСКИХ 3D МОДЕЛЕЙ ОТ СООТНОШЕНИЯ РАЗМЕРОВ ГОЛОГРАММЫ И РЕГИСТРИРУЕМОГО ОБЪЕКТА Смочелюк Е.Л.*, Калантаевский И.Э.*, Рабош Е.В., Балбекин Н.С., Макаров Е.А., Петров Н.В.	208
РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ Адам Ю.А., Наседкин Б.А.	211
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ КВАНТОВО-ПОДОБНЫХ КОГНИТИВНЫХ ФЕНОМЕНОВ: МОЖНО ЛИ МОДЕЛИРОВАТЬ НРАВСТВЕННОСТЬ? Павлов А.В.	213
ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДАТЧИК ИСКРЫ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ Сидоров А.И. ***, Лисенкова А.Е. **, Цепич В.П. **, Горяинов В.С. **, Плешанов И.М. *	216
НОВЫЙ КЛАСС КВАРЦЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С ЭКСТРЕМАЛЬНО УВЕЛИЧЕННЫМ ДО 100 МКМ ДИАМЕТРОМ СЕРДЦЕВИНЫ И УМЕНЬШЕННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МОДОВОЙ ЗАДЕРЖКОЙ Бурдин А.В.***, Бурдин В.А.*, Дашков М.В. **, Дукельский К.В.*, Евтушенко А.С.**, Жуков А.Е.**, Зайцева Е.С.**, Демидов В.В.*, Матросова А.С.*, Тер-Нерсисянц Е.В.*	217
ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ НА ТОРЦЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОГО ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА Бурдин А.В.***, Евтушенко А.С.**, Зайцева Е.С.**, Кармолин А.С.**, Ротенко А.Э.**	220
ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ	223
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	223
ИССЛЕДОВАНИЕ САМОСОБИРАЮЩИХСЯ ПЛАЗМОННЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ ПОВЕРХНОСТНО-УСИЛЕННОЙ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ STREAMLINE Хныкина К.А., Бондаренко Д.П., Богданов К.В.	223
ПРОЗРАЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ ZnO: СТЕКЛОКЕРАМИКА И ОПТИЧЕСКАЯ КЕРАМИКА, ЛЕГИРОВАННЫЕ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Дымшиц О.С., Горохова Е.И., Шемчук Д.В., Алексеева И.П., Хубецов А.А., Лойко П.А.*, Басырова Л.Р.**, Шепилов М.П., Жилин А.А., Веневцев И.Д. ***, Ерньоко С.Б., Орещенко Е.А.	225

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК С ПОМОЩЬЮ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Бондаренко Д.П., Хавлюк П.Д., Малая О.А., Степаниденко Е.А., Богданов К.В.	228
РАЗМЕРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СВИНЦА Скурлов И.Д., Пономарева Е.А., Исмагилов А.О., Вовк И.А., Соколова А.В., Путилин С.Э., Цыпкин А.Н., Литвин А.П.	229
КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АПКОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРОФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ER ³⁺ И YB ³⁺ Колобкова Е.В. ***, Грабчиков А.С. ***, Ходасевич И.А. ***	231
ВЛИЯНИЕ ТИПА ПОВЕРХНОСТНЫХ СВЯЗЕЙ В МЕЗОПОРИСТОМ КРЕМНИИ НА КИНЕТИКУ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ХРАНЕНИИ Галкин Н.Г. *, Ян Д.Т. **, Галкин К.Н. *	233
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА CORE/SHELL КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag ₂ S/SiO ₂ , ПАССИВИРОВАННЫХ ТИОГЛИКОЛЕВОЙ КИСЛОТОЙ Перепелица А.С., Гревцева И.Г., Асланов С.В., Овчинников О.В., Смирнов М.С.	235
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS В СМЕСИ С НАНОЧАСТИЦАМИ ЗОЛОТА Гревцева И.Г., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Дерепко В.Н., Чевычелова Т.А., Леонова Л.Ю., Перепелица А.С., Кондратенко Т.С.	238
ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДО- И РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК YAG:Ce КЕРАМИК С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЦЕРИЯ (0,5-10 АТ.%) И РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНОЙ Лукьяшин К.Е., Чепусов А.С., Соломонов В.И.	241
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОЗИЦИОННЫХ Yb:(Y,Sc) ₂ O ₃ КЕРАМИК С ПРОСТРАНСТВЕННО МЕНЯЮЩИМСЯ СОСТАВОМ Лукьяшин К.Е., Шитов В.А., Орлов А.Н., Васин Д.А. *	243
РАЗРАБОТКА ПРИБОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ КРИСТАЛЛОВ КЛАССА ЗМ КОНОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ Петрова М.С., Долгополов И.С., Сюй А.В., Прокопьев Н.Н.	245
ВЛИЯНИЕ ОКСИДНОЙ ОБЛОЧКИ НА ЛОКАЛИЗОВАННЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОЧАСТИЦАХ Zn-ZnO Дададжанов Д.Р. ***, Гушин М.Г. *, Гладских И.А. *, Леонов Н.Б. *, Вартанян Т.А. *	248
КВАРЦЕВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ, МОДИФИЦИРОВАННЫЕ НАНОКРИСТАЛЛАМИ Gd ₂ O ₃ :Nd ³⁺ Матросова А.С. ***, Кузьменко Н.К. **, Евстропьев С.К. ***, **, Асеев В.А. **, Ананьев В.А. ***, Демидов В.В. *, Никоноров Н.В. **	250
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФИЛЬТРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГЛУБОКОЙ РЕЛЬЕФНОЙ СТРУКТУРОЙ Долгополов И.С., Петрова М.С., Сюй А. В., Антонычева Е.А.	253
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag ₂ S/2-МРА В ПРИСУТСТВИИ ЗОЛОТЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ Овчинников О.В., Гревцева И.Г., Смирнов М.С., Перепелица А.С., Чевычелова Т.А., Дерепко В.Н.	256
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА С ОБОЛОЧКОЙ ИЗ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ Звягин А.И., Чевычелова Т.А., Гревцева И.Г., Смирнов М.С., Овчинников О.В.	259
ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ФОТОННОЙ РЕШЕТКЕ Коровой О.В., Марков Д.А.	262
ДИСПЕРСИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ЦЕПОЧКЕ МИКРОПОР Паладян Ю.А., Румянцев В.В., Федоров С.А.	265
ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛЕ УФ-ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ; МНОГООРУПЕНЧАТАЯ ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ, ДИССОЦИАЦИЯ И ИОН-РАДИКАЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ПРИ ГОРЕНИИ В САМОСОГЛАСОВАННОМ ПОЛЕ ПЛАЗМЫ МНОГОАТОМНЫХ N-,O-,S-СОЕДИНЕНИЙ Обухов А.Е.	268
О ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ И ЕЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ЛИНЕЙНОЙ ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ ДВУМЕРНОЙ СРЕДЕ Галинский М.К.	271
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	274
СВЯЗЬ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ С ЧАСТОТОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОСТИ Азаматов З.Т., Акбарова Н.А., Кулагин И.А., Собиров Б.Р. *	274
ТЕМНОВОЙ ТОК И АДМИТТАНС УНИПОЛЯРНЫХ БАРЬЕРНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ И РТУТИ Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядх С.М., Дворецкий С.А. *, Михайлов Н.Н. *, Сидоров Г.Ю. *, Якушев М.В. *	276
ИМПЕДАНС МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕТОДИОДОВ Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядх С.М., Копылова Т.Н., Дегтяренко К.М.	279
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОКЕРАМИКИ С ДОБАВКАМИ ХРОМА: <i>IN SITU</i> ИЗМЕРЕНИЯ Кульпина Е.В., Бабкина А.Н., Зырянова К.С.	282
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ КРАСИТЕЛЯМИ-СЕНСИБИЛИЗАТОРАМИ СОРБИРОВАННЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МАТРИЦЕЙ – ПОЛИТИТАНАТОМ КАЛИЯ Кругова Е.Ю., Мельников А.Г., Быков Д.А., Гороховский А.В., Мельников Г.В.	284
POLYMER NANOCOMPOSITE MATERIALS AS PHOTO-ACTIVE LAYERS FOR SOLAR CELLS Bkhar M., Olekhnovich R.O., Uspenskaya M.V. *	285
PHOTOPOLYMER NANOCOMPOSITE WITH PRESCRIBED MORPHOLOGY OF NANOPARTICLES DISTRIBUTION BY HOLOGRAPHIC METHOD Alkhalil G., Burunkova J.A.	287

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВУХДИАПАЗОННЫЙ МАТРИЧНЫЙ ФОТОПРИЕМНИК $Cd_xHg_{1-x}Te$ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ LOGOS Сахаров М.В., Средин В.Г., Конради Д.С., Запонов А.Э., Кузнецов И.В.	290
ПРОПУСКАНИЕ ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ И НЕОДИМОМ КРИСТАЛЛОВ ZnSe В ВИДИМОМ, ИНФРАКРАСНОМ И ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНАХ Набилкова А.О., Опарин Е.Н., Исмагилов А.О., Чегнов В.П. *, Жукова М.О., Цыпкин А.Н.	292
РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОГО СОРБИРУЮЩЕГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО СЕНСОРА БИМЕДИЦИНСКОГО И ЭКОЛОГИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ Свяжина Д.С., Бурункова Ю.Э.	294
УВЕЛИЧЕНИЕ СКОРОСТИ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ КУБИЧЕСКИХ СВИНЦОВО-ГАЛОИДНЫХ ПЕРОВСКИТНЫХ ЧАСТИЦАХ Тонкаев П.А., Макаров С.В.	297
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С НАКЛОННЫМИ ВОЛОКОННЫМИ РЕШЕТКАМИ БРЭГГА Лосева Е.А., Дмитриев А.А., Коннов К.А., Токарева Я.Д., Варжель С.В.	300
ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФОТОПОЛИМЕРНОГО МАТЕРИАЛА VAUFOL НХ МЕТОДОМ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ Бородина Л.Н., Борисов В. Н., Вениаминов А.В.	302
УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ТАММОВСКИМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ Головки П.В. *, Игнатъева Д.О. ***, Калиш А.Н. ***, Белотелов В.И. ***	303
АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА АНЕМОМЕТРА Новикова В.А., Варжель С.В.	305
ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ InAs(Sb,P) Семакова А.А., Мынбаев К.Д., Баженов Н.Л. *	306
СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КОНТИНУУМЕ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ДЕФЕКТОМ, ПОМЕЩЁННОМ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ Иванова А.Д. *, Игнатъева Д.О. ***, Калиш А.Н. ***, Белотелов В.И. ***	309
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ НАНОПОРИСТЫХ СИЛИКАТНЫХ МАТРИЦ ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ЦЕЛЕЙ Быков Е.П., Андреева Н.В., Исмагилов А.О., Заколдаев Р.А., Останин А.А., Андреева О.В.	312
БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В КОМПЛЕКСЕ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ–ЦИАНИНОВЫЕ КРАСИТЕЛИ Ткач А.П., Кузнецова В.А., Осипова В.А., Соколова А.В., Баранов А.В.	313
ВЫСОКОУПОРЯДОЧЕННЫЕ ПЛЕНКИ НАНОКОМПОЗИТА ИЗ НАНОПЛАСТИН CdSe И ВОСТАНОВЛЕННОГО ОКСИДА ГРАФЕНА Бабаев А.А., Черевков С.А., Соколова А.В., Дубовик А.Ю., Литвин А.П.	315
РАСЧЁТ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ДВУМЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ СВОБОДНОЙ ФОРМЫ ДЛЯ ПРОТЯЖЁННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ Бызов Е.В. *, Кравченко С.В. *, Досколович Л.Л. ***	316
РАСЧЕТ ЗЕРКАЛ СВОБОДНОЙ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ МОНЖА-КАНТОРОВИЧА О ПЕРЕМЕЩЕНИИ МАСС И ЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧИ О НАЗНАЧЕНИЯХ Досколович Л.Л. ***, Быков Д.А. **, Андреев Е.С. *, Бызов Е.В. *, Моисеев М.А. *	319
ОПТИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА Горбач Д.В., Василенок Г.Д., Ивакин Е.В., Никируй Л.И. *	322
РАДИАЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НАД ДВУМЕРНОЙ ПЛАЗМОННОЙ РЕШЕТКОЙ Кучеренко М.Г., Русинов А.П.	324
АНИЗОТРОПИЯ УСАДКИ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФОТОПЛОИМЕРАХ Борисов В.Н., Лесничий В.В. *, Окунь Р.А. **	327
СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ: ВЛИЯНИЕ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ Сидоров А.И. ***, Кирпиченко Д.А. ***, Юрина У.В. ***, Подсвиров О.А. ***	328
ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ФОСФАТОВ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ФТОРОФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ТУЛИЯ Алхлеф А., Колобкова Е.В.	331
ERBIUM AND YTTERBIUM CO-DOPED FLUORIDE PHOTO-THERMO-REFRACTIVE GLASS AS A PROMISING LASER MATERIAL Nasser K., Ivanov S.A., Aseev V.A., Nikonorov N.V., Ignatiev A.I.	333
СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СЕРЕБРЯНЫХ ИОНООБМЕННЫХ СЛОЁВ ХЛОРИДНОГО ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОГО СТЕКЛА Марасанов Д.В., Семаан Р., Сгибнев Е.М., Никоноров Н.В.	334
СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСЛОЕВ ЦИНКА И ОКСИДА ЦИНКА, ПОЛУЧАЕМЫХ МАГНЕТРОННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ И ПОСЛЕДУЮЩИМ ТЕРМООКИСЛЕНИЕМ Томаев В.В. *****, Полищук В.А. **, Мякин С.В. *, Вартамян Т.А. ***, Леонов Н.Б. ***	336
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЩЕЛОЧНО-ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ТЕРМОМЕТРИИ Кузьменко Н.К., Асеев В.А., Фёдоров Ю.К.	339
ИЗГОТОВЛЕНИЕ D-ОБРАЗНОГО ВОЛОКНА ДЛЯ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР Чувызгалов А.А. * ***, Гилев Д.Г. * ***, Вьюжанина Е.А. * ***, Криштоп В.В. ***	341
МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ, СОДЕРЖАЩИЙ НАНОЧАСТИЦЫ СУЛЬФИДА ЕВРОПИЯ, СОЗДАНЫЙ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ Снежная Ж.Г. *, Сокура Л.А. * ***, Латыпова К.М. *, Апанасевич А.В. *	344

ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ	346
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....	346
АНАЛИЗ СУХИХ ТАБЛЕТОК ПЛАЗМЫ КРОВИ МЕТОДОМ ТГЦ СПЕКТРОСКОПИИ Лыкина А.А., Конникова М.Р.*, Гаврилова П.Г., Анфертьев В.А.**, Домрачева Е.Г.**, Черняева М.В.**, Вражнов Д.А.****, Прищепа В.В.***, Кононова Ю.А.*****, Королев Д.В.*****, Смолянская О.А.....	346
ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ С СУБПИКОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ Горбунова И.А., Сасин М.Э., Семенов А.А., Бельтюков Я.М., Васютинский О.С.....	348
КВАНТОВЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СЕНСОР НА СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ Баженов А.Ю., Алоджанц А.П.....	351
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИВЕННОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ Ковтанюк А.Е., Чеботарев А.Ю.*, Астраханцева А.А.....	354
THE IMPACT OF LOW – FREQUENCY ULTRASOUND ON CHLORIN E6 ACTIVATION IN A375 MELANOMA CELLS Dadadzhanova A.I., Kolesova E.P., Maslov V.G., Amar – Lewis E*, Goldbart R*, Traitel T*, Kost J*, Orlova A.O.....	357
РЕКОНСТРУКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТАБЛЕТИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ КРОВИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ГОЛОГРАФИИ Одляницкий Е.Л.*, Куля М.С.*, Кассар К.**, Мустафин И.А.***, Трухин В.Н.*, ***, Королёв Д.В.****, Кононова Ю.В.****, Моне П.**, Гийе Ж.П.**, Петров Н.В.*, и Смолянская О.А.*.....	358
РАЗРАБОТКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО РАССЕЙВАТЕЛЯ, ПОЛУЧЕННОГО ПУТЕМ ПЛАВЛЕНИЯ СЕРДЦЕВИНЫ СВЕТОВОДА Токарева Я.Д., Конин Ю.А., Коннов К.А., Бочкова С.Д., Дмитриев А.А., Варжель С.В....	360
ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МОНОМЕРА ИНДОЦИАНИНА ЗЕЛЕННОГО, ИНКАПСУЛИРОВАННОГО В ЦТАБ МИЦЕЛЛАХ Кондратенко Т.С., Смирнов М.С., Овчинников О.В., Гревцева И.Г., Асланов С.В.....	362
SINGLET OXYGEN GENERATION BY HYBRID STRUCTURES BASED ON QUANTUM DOTS AND PORPHYRIN IN DIFFERENT MEDIA Sewid F.A., Skurlov I.D., Orlova A.O.....	364
СТАБИЛЬНОСТЬ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ CDSE/ZNS КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА Колесова Е.П., Вениаминов А.В., Путилин С.Э., Петров Н.В., Орлова А.О.....	366
ГЕНЕРАЦИЯ АКТИВНЫХ ФОРМ КИСЛОРОДА НАНОКОМПОЗИТАМИ, СОСТОЯЩИМИ ИЗ AgInS2 КВАНТОВЫХ ТОЧЕК, ПОКРЫТЫХ ОБОЛОЧКОЙ ДИОКСИДА ТИТАНА Колесова Е.П., Маковецкая А.В., Куршанов Д.А., Орлова А.О.....	370
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	373
НАНОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ МИКРО- И НАНОЧАСТИЦ ЧЁРНОГО ТАТУ-ПИГМЕНТА В ВОДНОМ РАСТВОРЕ ГЛИЦЕРИНА Шамова А.А., Шандыбина Г.Д.....	373
НАНОАНТЕННЫЙ ДНК ДЕТЕКТОР Полетаев Д.А., Соколенко Б.В., Нудьга А.А.....	376
ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК ДЛЯ ЗАХВАТА БИОЛОГИЧЕСКИХ МИКРООБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ СУПЕРПОЗИЦИИ КОГЕРЕНТНЫХ ПУЧКОВ Соколенко Б.В., Шостка Н.В., Полетаев Д.А.....	379
ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В ПОРИСТОМ СТЕКЛЕ Останин А.А., Чжун Л., Заклдаев Р.А., Андреева О.В.....	382
INTRINSIC VISIBLE PHOTOLUMINESCENCE IN BOVINE SERUM ALBUMIN FILMS AT THE A-C:H FILM INTERFACE Abboud M.M. **, Konshina E.A. *, Zakharov V.V. *.....	383
РАЗРАБОТКА ТАБЛЕТОК ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ Кислова О.А., Лыкина А.А., Булгакова В.Г. *, Денисюк И.Ю., Королев Д.В. **, Смолянская О.А.....	384
РАСЧЁТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ОСЛАБЛЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТКАНЯХ ГЛАЗА Зеленина Н.А., Смолянская О.А., Залипаев В.В., Измайлов А.С.*.....	386
АНТИКОРРОЗИОННАЯ ЗАЩИТА СТАЛИ, СФОРМИРОВАННАЯ ИЗ МНОГОСЛОЙНОГО ПОКРЫТИЯ, СОСТОЯЩЕГО ИЗ СЛОЕВ Si ₃ N ₄ /SiO ₂ “ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ” Терещенко И.Б., Губанова Л.А.....	388
ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ АНТИБАКТЕРИАЛЬНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ИЗ ГВОЗДИКИ Кутепова М.С., Самохвалов А.А., Краева Л.А.*.....	391
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ, ТЕРАГЕРЦОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И УСТРОЙСТВА	393
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	393
GHOST IMAGING В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ Исмагилов А.О., Наседкин Б.А., Путилин С.Э., Цыпкин А.Н.....	393
УПРАВЛЕНИЕ ФОРМОЙ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ СПИРАЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ ПЛАСТИНКИ В СХЕМЕ СПЕКТРОСКОПИИ С РАЗРЕШЕНИЕМ ВО ВРЕМЕНИ Жукова М.О. *, Исмагилов А.О. *, Цыпкин А.Н., Архипов Р.М. *, **, ***.....	394

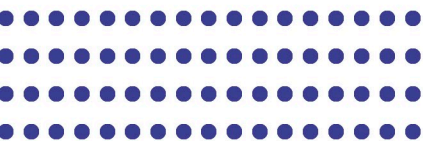
УШИРЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДАХ Опарин Е.Н., Шабан П.С., Жукова М.О., Цыпкин А.Н.	395
ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ РУПОРНОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ВВЕДЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВОД Шабан П.С., Опарин Е.Н., Жукова М.О., Цыпкин А.Н.	396
О ГЕНЕРАЦИИ В ИЗОТРОПНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ В ПОЛЕ ОДНОПЕРИОДНЫХ ВОЛН ИЗЛУЧЕНИЯ НА УЧЕТВЕРЕННЫХ ЧАСТОТАХ Арцер И.Р., Козлов С.А.	398
ДИСПЕРСИЯ И ИНЕРЦИОННОСТЬ НЕЛИНЕЙНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ПРИРОДЫ В ПОЛЕ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Гусельников М.С., Арцер И.Р., Жукова М.О., Козлов С.А.	401
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПИГМЕНТОВ КРАСОК, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В КАРТИНАХ ЖИВОПИСИ Завилейская Е.С., Баранова А.А., Булгакова В.Г.* , Смолянская О.А.	404
ЧИСЛЕННАЯ ОБРАБОТКА ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ КАРТИН ЖИВОПИСИ Аксенова Ю.К., Смолянская О.А.	406
СЕМИНАР "ИНДУСТРИАЛЬНАЯ ФОТНИКА"	407
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	407
ПРОГРЕСС В СОЗДАНИИ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ СВЧ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ ДЛЯ КВАНТОВЫХ КОММУНИКАЦИЙ Герасименко В.С., Герасименко Н.Д., Петров В.М.	407
ОГЛАВЛЕНИЕ	410

**Сборник трудов
XII Международной конференции
«Фундаментальные проблемы оптики – 2020»
Санкт-Петербург, 19-23 октября 2020 год
Под редакцией проф. С.А. Козлова**

Подписано в печать 25.11.2020

Тираж 300 экз. Заказ № 4367

Университет ИТМО. 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49



ФПО-2020

Санкт-Петербург

19-23 октября 2020



ISBN 978-5-7577-0634-4



9 785757 706344

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит.А

