

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова

XXVI Международная конференция
студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам



“ЛОМОНОСОВ–2019”

Секция “ФИЗИКА”

Подсекция

“ОПТИКА”

Сборник тезисов докладов

МОСКВА
Физический факультет МГУ
2019

XXVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2019». Секция «Физика». Сборник тезисов. — М. Физический факультет МГУ, 2019. ISBN 978-5-8279-0168-6

Секция «Физика» включает следующие подсекции:

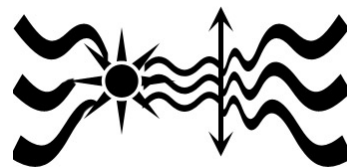
- | | |
|---------------------------------|--|
| 1. Акустика | 10. Оптика |
| 2. Астрофизика | 11. Медицинская физика |
| 3. Атомная и ядерная физика | 12. Радиофизика |
| 4. Биофизика | 13. Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел |
| 5. Геофизика | 14. Твердотельная наноэлектроника |
| 6. Математика и информатика | 15. Теоретическая физика |
| 7. Математическое моделирование | 16. Физика космоса |
| 8. Молекулярная физика | 17. Физика магнитных явлений |
| 9. Нелинейная оптика | 18. Физика твердого тела |

Подписано в печать 1.04.2019.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991 ГСП-1. г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета.

ОПТИКА

Председатели:
проф. Наний Олег Евгеньевич
проф. Короленко Павел Васильевич
с.н.с. Доленко Татьяна Альдефонсовна



STRUCTURAL PECULIARITIES AND DIELECTRIC PROPERTIES OF HIGH-DENSITY POLYETHYLENE FILMS CONTAINING INP AND GE PARTICLES

Rzayeva S.M.

*Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences,
Baku, Azerbaijan; E-mail: rzayevasitare@gmail.com*

Development of methods for synthesizing polymer composites containing nanostructured semiconductor particles, both simple (Si, Ge, etc.) and complex (A^3B^5 , A^2B^6 , etc.), determining their structure, optical, magnetic, dielectric, thermal properties is of fundamental and practical interest. These materials are used as LEDs, lasers, photovoltaic cells, gas sensors, etc. They have unique electrical, optical, magnetic properties, which, however, strongly depend on the composition and technology of these materials [1,2].

There is a huge amount of semiconductor compounds, and in practice we can always find semiconductors with well applicable properties. The most investigated binary semiconductors. As a rule, they are classified according to the crystal-chemical principle or according to the structure, the arrangement of the initial elements in the periodic system, the name of the anion-forming agent. For example, compounds like A^3B^5 , such as nitrides, phosphides, arsenides, antimonides, are compounds of elements of the V-group (N, P, Sb) with metals (Al, Ga, In, Tl) of group I and compounds A^2B^6 such as chalcogenides, sulfides, selenides, tellurides. - compounds of group VI elements (S, Se, Te) with metals (Zn, Cd, Hg). These compounds are isoelectronic analogs of diamond, silicon, germanium (the total number of valence electrons in these compounds is 8, the coordination number is 4) and have the same properties as these simple semiconductors [3,4].

This paper presents the results of studying the structural features and dielectric properties of thin HDPE films with different contents (2-10 vol.%) Of InP and Ge particles using X-ray fluorescence microscopy, X-ray diffractometry and IR spectroscopy, and measuring the dielectric characteristics of these composite materials.

High density polyethylene (HDPE) films of various thickness (100, 200 μm) and content (2-10 vol.%) of InP / Ge particles were obtained by hot pressing a homogeneous mixture of fillers with a polymer matrix under a pressure of 10 MPa and at a temperature $T = 413$ K. HDPE films with dispersed InP and Ge particles were characterized by a combination of X-ray fluorescence microscopy (XRFM), X-ray diffractometry (XRD) and infrared Fourier transform spectroscopy (FT-IR) methods. It is shown that the obtained samples are HDPE-based composites with nanostructured InP and Ge-particles with a size of coherent scattering regions (CSR) of 44.1 and 55.7 nm, respectively. By scanning the surface of the films with a spot of a beam with a diameter of 10 μm , local concentrations of InP and Ge particles in the samples were determined. The dependence of the characteristic frequencies of FT-IR for HDPE at 719 and 730 cm^{-1} on the concentration of the filler was established. The temperature (in the range of 290–440 K) and frequency (range 25– 10^6 Hz) dependences of the dielectric constant and the angle of the tangent of dielectric losses were measured. The dependence of the values of dielectric characteristics on the content of the filler in the composite is established.

References

1. R. Wang, Y. T. Zhang, J. Q. Yao. "Abnormal Temperature Dependence of Mobility in a Disordered System With Traps: Experiment and Theory". *IEEE Photonics journal*, 7, (2015), p.2600308
2. M. Pattabi, A. B. Saraswathi. *Composite Interfaces*, 17, (2010): 103-111.
3. N. P. Gaponik, D. V. Talapin, A. L. Rogach, A. Eychmüller. *Journal of Materials Chemistry*, 10, (2000), p.2163-2166.
4. F.Habelhams, B.Nessark, D.Bounhafs, A.Cheriet, H.Derbal. Synthesis and characterisation of polypyrrole-indium phosphide composite film. *Ionics*, (2010), p.177-184.

ОСОБЕННОСТИ СКЕЙЛИНГА СТРУКТУР С ФРАКТАЛЬНЫМИ ПРИЗНАКАМИ

Аверочкин Е.П., Иванов Д.М., Ружицкая Д.Д.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: dariaruzh@yandex.ru

Фракталоподобные объекты со сложной пространственной структурой нашли применение в различных оптических устройствах, создаваемых на основе использования современных нанотехнологий. Их совершенствование тесным образом связано с разработкой и улучшением методов диагностики, позволяющих определять качество рассматриваемых систем [1].

В качестве исследуемых объектов выбраны фракталоподобные многослойные системы с вставками из метаматериалов и решетчатые структуры, представляющие собой самоорганизующиеся системы дендритного типа.

Несмотря на большое количество публикаций по применению фрактальной параметризации к оптическим исследованиям [3,4] недостаточно изученным оказался скейлинг в картинах дифракции излучения на квазикристаллических структурах разной геометрии и дендритных образованиях, обладающих фрактальными признаками. Отсутствует также обобщающие сведения относительно связи между структурой фракталоподобных объектов разной физической природы и их скейлинговыми параметрами.

Целью работы является исследование скейлинга фракталоподобных структур и их оптических характеристик. Рассматривается возможность проведения идентификации изучаемых систем на основе оценки скейлинговых параметров как в оптических характеристиках, так и в самих анализируемых структурах с самоподобными свойствами.

Построение двумерных систем дендритов осуществляется с помощью агрегационных моделей частица-кластер [2]. Дендриты формировались с применением схем построения «баллистическая агрегация - частица - кластер» и «ограниченная диффузией агрегация». Так же рассмотрен способ генерации дендритных объектов с помощью L-систем со случайным выбором порождающего правила (рисунок 1). Количественно фрактальные особенности дендритных образований определялись расчетом «массовой» (кластерной) фрактальной размерности. Для наглядной визуализации различия агрегационных моделей частица-кластер применялся аппарат гармонической меры.

Анализ характеристик многослойной структуры с метаматериалами проводился на основе использования свойств числовой последовательности Фибоначчи, дисперсионных зависимостей и паттерного анализа [5].

Установлено, что наличие метаматериалов существенно видоизменяет спектральные характеристики (спектры пропускания, спектры отражения) многослойных структур. Эти изменения были исследованы на основе применения аппарата фрактальной параметризации, включающего фиксацию и определение корреляционных характеристик отдельных самоподобных элементов (паттернов) в рассматриваемых распределениях.

Установление закономерностей, определяющих связь между фрактальными свойствами рассматриваемых структур и их спектральными характеристиками, находится в русле решения фундаментальной проблемы фрактальной оптики, направленной на совершенствование диагностических методик. Ее решение применительно к изучаемым системам позволит выработать единый подход для идентификации широкого класса стохастических и детерминированных фракталоподобных объектов.

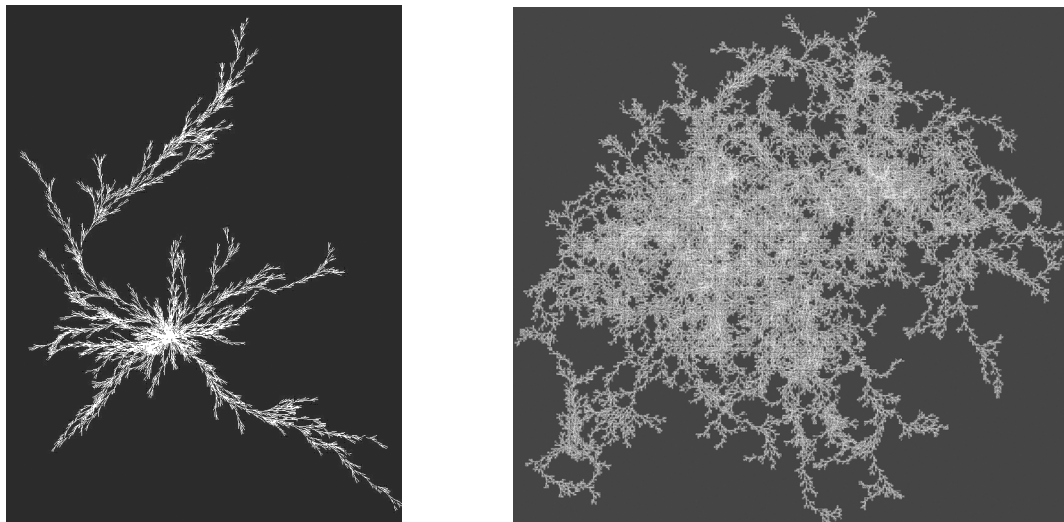


Рис. 1. Структуры дендритных объектов, построенных с использованием L-систем

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н., в.н.с. Рыжиковой Ю.В.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-01-00723 а.

Литература

1. Ковальчук М.В., Короленко П.В., Рыжикова Ю.В. Конструктивные фракталы в моделях пространственного распределения наночастиц. // Ученые записки физического факультета МГУ. 2015. №1. 151401-1– 151401-5.
2. Ружицкая Д.Д., Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Оптические свойства фрактальных нанодендритов в процессах их самоорганизации. // Вестник Моск. ун-та. Серия 3. Физика, Астрон. 2017. №3. С. 69-73.
3. Самсонов В.М., Кузнецова Ю.В., Дьякова Е.В. О фрактальных свойствах агрегатов металлических нанокластеров на твердой поверхности // Журнал технической физики. 2016. 86(2). С. 71-77.
4. Nicolás-Carlock J. R., Carrillo-Estrada J. L., Dossetti V. Fractality à la carte: a general particle-cluster aggregation model // Scientific reports. 2016. 6. P. 19505.
5. Ryzhikova Yu., Mukhartova Iu., Ryzhikov S. Scaling properties of fractal-like structures. // Journal of Physics: Conference Series. 2018. P. 012059 (1-8).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО МУЛЬТИПЛЕКСОРА ДЛЯ СИСТЕМЫ DWDM

Былина М.С., Алексеева Д.Д.

С-Пб ГУ телекоммуникаций им. М.А. Бонч-Бруевича, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: darya_alex_den@mail.ru

Для транспортных сетей наиболее перспективной является технология плотного спектрального уплотнения, реализуемая с помощью оптических мультиплексоров

(MUX) и демультиплексоров (DEMUX). Наилучшими на сегодняшний день характеристиками обладают интегрально-оптические MUX/DEMUX, на основе массива планарных волноводов (AWG). В работе было проведено экспериментальное исследование параметров 40-канального DEMUX AWG с разносом каналов 100 ГГц: вносимых потерь и переходного затухания на дальний конец (FEXT).

Схемы измерения представлены на рис. 1. Для измерения вносимых потерь использовался широкополосный источник излучения (ШИИ), а для FEXT – узкополосные ИИ (УИИ), с длинами волн, соответствующими отдельным каналам. В качестве ШИИ использовалось усиленное спонтанное излучение оптического усилителя EDFA на основе оптического волокна (ОВ), легированного эрбием. В качестве УИИ – лазер с температурной перестройкой длины волны в пределах 4 каналов DWDM.

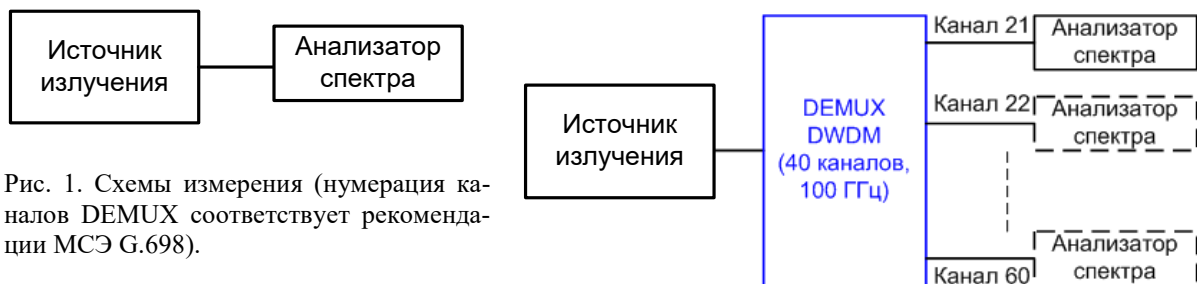


Рис. 1. Схемы измерения (нумерация каналов DEMUX соответствует рекомендации МСЭ G.698).

Вносимые потери для i -ого канала рассчитывались по выражению: $a_i = 10 \lg(P_{in i} / P_{out i})$, где $P_{in i}$, $P_{out i}$ – измеренные мощности излучения на входе (в полосе исследуемого i -ого канала) и выходе i -ого канала DEMUX. FEXT для помехи в j -том канале, созданной сигналом i -ого канала, рассчитывалось по формуле: $FEXT_i = 10 \lg(P_{in i} / P_{n j})$, где $P_{in i}$ – измеренная мощность излучения с длиной волны

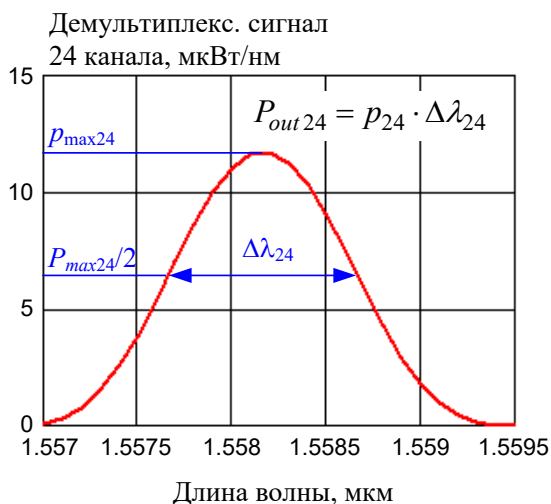


Рис. 2. Фрагмент спектрограммы, содержащей сигнал на выходе 24 канала.

i -ого канала на входе DEMUX, $P_{n j}$ – измеренная мощность помехи в j -том канале.

Измерения мощностей проводились по спектрограммам, зарегистрированным с помощью оптического спектроанализатора YOKOGAWA AQ6370C. На рис. 2 проиллюстрирован процесс определения мощности сигнала на выходе 24 канала.

Проведенные измерения показали, что: 1) вносимые потери составляют от 0.8 до 5 дБ в зависимости от номера канала, в коротковолновых каналах наблюдалось меньшее затухание; 2) наименьшее значение FEXT (около 20 дБ) наблюдалось в каналах, соседних с влияющим, при удалении от выхода

влияющего канала наблюдалось быстрое возрастание FEXT.

Литература

1. Фриман Р.Л. Волоконно-оптические системы связи / перев. Слепов Н.Н. – М.: Техносфера, 2007.
2. Окамото К. Основы оптических волноводов. – Ибараки (Япония) : Elsevier, 2006 – 561с.

ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ИОНОВ Tm^{3+} В СРЕДЕ Tm_2O_3 В ПРИСУТСТВИИ НАНОЧАСТИЦ AG.

Артамонов Д.А., Умаров Д.Р.

Балтийский ФУ им. Иммануила Канта, Калининград, Россия
E-mail: euroset2016ig98@icloud.com, davranu@mail.ru

В настоящей работе представлены спектроскопические исследования оксида Тулия с наночастицами (НЧ) серебра. Цель работы заключалась в установлении механизмов взаимодействия оксида Тулия с наночастицами серебра на основании исследования плазмонного усиления.

В работе были измерены 4 вещества оксида Тулия с НЧ серебра разного радиуса, полученные методом фемтосекундной лазерной абляции металлической пластины в воде. Энергия лазера была $E = (8-20)$ мкДж и в результате получились наночастицы радиусами 30-55 нм. Радиусы полученных НЧ были измерены методом динамического рассеяния света на установке Photocor-Complex. В электронных спектрах поглощения имеются характерные максимумы плазмонного поглощения для НЧ серебра – на длине волны 420 нм.

Далее полученные частицы были адсорбированы на поверхность оксида Тулия. В дальнейшем оксид был высушен в сушильной камере при $t = 60^\circ C$ в течение 3 часов. Полученный оксид с НЧ серебра был исследован на спектрофотометре и были получены спектры отражения исходного оксида без НЧ и с НЧ различного радиуса.

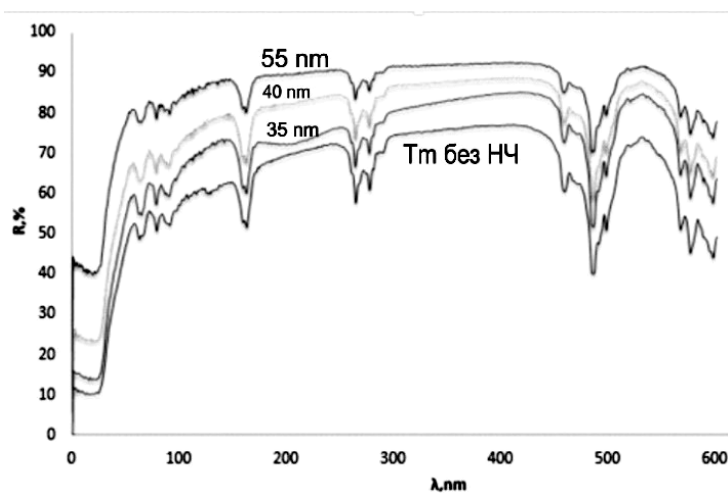


Рис. 1. Спектры отражения оксида Тулия без НЧ.

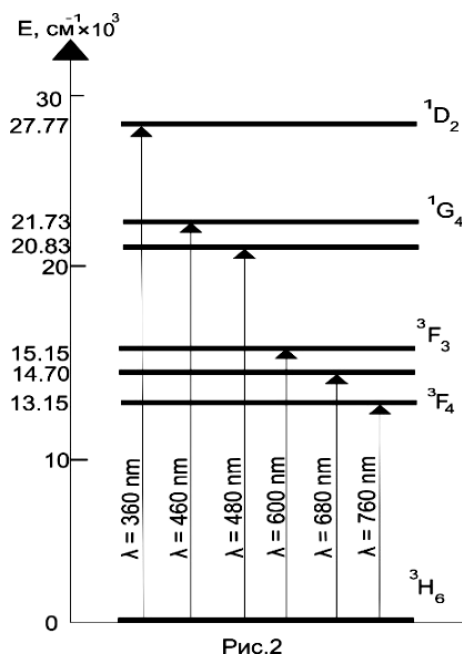


Рис. 2. Система энергетических уровней иона Tm^{3+} с НЧ радиуса 35, 40 и 55 нм.

Из рис. 1 видно, что коэффициент отражения для оксида Тулия без НЧ составляет от 50 до 65 %, что меньше коэффициента отражения в присутствии НЧ. Из этого следует, что в присутствии НЧ серебра наблюдается увеличение коэффициента отражения. Следовательно, происходит уменьшение оптической плотности с увеличением радиуса НЧ.

Зависимость спектральных свойств от размера частиц проявляется в возрастании интенсивности полосы поверхностного плазмонного резонанса с увеличением радиуса частицы. Наряду с усилением поглощения при увеличении размера плазмонных нано-

частиц наблюдается увеличение ширины и сдвиг максимума полосы ППР в длинноволновую область. [1]

Литература

1. D. David, J. Evanoff, and G. Chumanov, "Synthesis and optical properties of silver nanoparticles and arrays," *ChemPhysChem* 6 (7), 1221 (2005).

ИМПУЛЬСНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР СО СДВИГОМ ЧАСТОТЫ

Артемов Е.В., Наний О.Е.

МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: evgeniartemov1710@yandex.ru

В докладе представлен подход к созданию амплитудно-частотного модулятора на основе трех электрооптических модуляторов Маха-Цандера, реализующий частотный сдвиг выходного излучения. Наряду с обсуждением модели, представлена схема экспериментальной установки и измерены основные характеристики электрооптической системы.

Электрооптические модуляторы Маха-Цандера на основе ниобата лития играют ключевую роль в цифровой волоконно-оптической связи [1]. Они обладают множеством достоинств, таких как малые оптические потери, широкая полоса пропускания, высокий динамический диапазон. Однако для решения современных задач радиофотоники и когерентной рефлектометрии зачастую применяются подходы, основанные на применении нескольких электрооптических модуляторов (ЭОМах) и акустооптических модуляторов (АОМах) [2]. Такие схемы, как правило, состоят из сочетания последовательных, параллельных или сформированных более сложным соединением нескольких электрооптических модуляторов [3-5].

Целью данной работы является разработка модели амплитудно-частотного составного модулятора для управления частотным сдвигом и практическая проверка работоспособности модели. Частотный сдвиг представляет собой однополосную модуляцию сигнала с подавлением несущей частоты. Выполненные расчеты спектра выходного излучения модулятора показали, что для решения поставленной задачи необходимо использовать составной модулятор на базе трех интерферометров Маха-Цандера. В результате преобразований выходной интенсивности можно сделать вывод, что члены, характеризующие несущую частоту сокращаются и в выходном спектре несущая подавляется. Для суммарного выходного сигнала мы получаем:

$$E_{\Sigma} = 8J_1(\varphi_m) \sin(\omega_0 + \Omega)t - 8J_3(\varphi_m) \sin(\omega_0 - 3\Omega)t \quad (1)$$

Таким образом, промодулированное выходное излучение имеет в спектре частоты $\omega_0 + \Omega$, $\omega_0 - 3\Omega$, тем самым можно утверждать, что осуществлена однополосная модуляция со сдвигом частоты. В предложенной схеме два интерферометра соединены параллельно, а третий подключен к ним последовательно, что показано на рисунке (1).

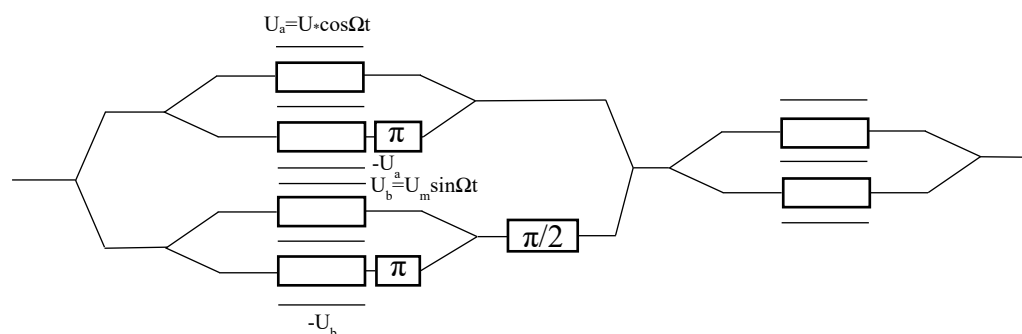


Рис. 1. Схема разработанного составного модулятора

Также на рисунке 1 указаны управляющие напряжения, прикладываемые к электродам. Для проверки теоретической модели было проведено экспериментальное исследование выходного спектра. Модулирующее излучение с частотой 11 ГГц и амплитудой 4В прикладывалось к двум плечам составного модулятора. Вторая пара плеч составного модулятора устанавливалась в режим деструктивной интерференции. Таким образом, изменяя управляющие напряжения, можно установить составной модулятор в режим двухполосной модуляции. Был получен следующий спектр выходного излучения (Рисунок 2), по данным которого - величина подавления несущей частоты более, чем 10Дб.

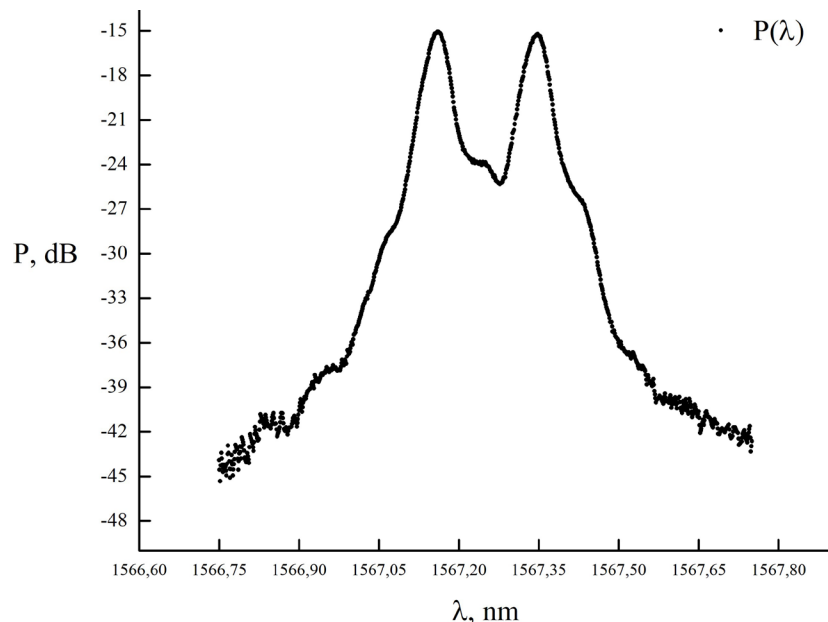


Рис. 2. Спектр выходного излучения модулятора в режиме двухполосной модуляции

Таким образом, были проанализированы подходы к созданию различных режимов модуляции, а также разработана теоретическая модель для их реализации с помощью комбинации параллельно подключенных модуляторов Маха-Цандера. Планируются дальнейшие исследования для получения и улучшения характеристик однополосной модуляции.

Литература

- Листвин В.Н., Трешиков В.Н. // DWDM-системы. Москва: Техносфера, 2017
Tang Y., Shieh W. // IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, V. 19, NO. 7, 2007. P.483-485
Shimotsu S., Oikawa S., et. al. // IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, V. 13, NO. 4, APRIL 2001. P.364-366
Smith G., Novak D., et. al.// ELECTRONICS LETTERS, V. 33, NO. 1, 1997, P.74-75
Higuma K., Hashimoto Y., et. al.// ELECTRONICS LETTERS, V. 37, NO. 8, 2001, P.515-516

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ЯМ INGAN/GAN МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ЭЛЕКТРОПРОПУСКАНИЯ

Асланян А.Э.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: aslanyan.artiom@physics.msu.ru

Гетероструктуры на основе нитрида галлия с кристаллической структурой типа вюрцит, выращенные в полярном направлении [0001] на сапфировой подложке, обла-

дают сильными внутренними электрическими полями. Они вызваны наличием пьезоэлектрической поляризации из-за несовпадения постоянных кристаллических решёток соседних слоёв [1]. Напряжённость таких пьезоэлектрических полей в активной области светоизлучающих кристаллов достигает нескольких единиц МВ/см, что приводит к пространственному разделению электронов и дырок в квантовых ямах (КЯ). Таким образом, уменьшается интеграл перекрытия волновых функций носителей заряда и уменьшается вероятность излучательной рекомбинации. В настоящей работе исследуются внутренние электрические поля светодиодных гетероструктур с разным количеством КЯ в активной области методом спектроскопии электропропускания.

Исследуемые образцы представляли собой светодиодные кристаллы зелёного свечения с 1, 2, 3 или 5 КЯ в активной области р-п-перехода. Структуры были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСVD) на сапфировой подложке. Перед ростом подложка была отполирована с двух сторон для уменьшения рассеяния на границах. Для изменения внутренних электрических полей к р-п-переходу прикладывалось внешнее смещение U_{DC} в диапазоне -21..4 В с помощью индиевых контактов. Благодаря малым размерам высокоомной активной области (порядка 100 нм), такое смещение U_{DC} позволяло создавать внешние электрические поля, сопоставимые с внутренними. Спектры электропропускания (ЭП) были получены при комнатной температуре в диапазоне энергий зондирующего излучения 2.3-3.5 эВ.

В спектрах ЭП были обнаружены линии в диапазоне энергий 2.8-3.2 эВ, связанные с барьерными переходами в слоях р-GaN или n-GaN, с барьерными переходами в слоях i-GaN, расположенными между КЯ активной области, а также с переходами барьер i-GaN – КЯ InGaN. Обнаружено, что с увеличением количества КЯ, растёт число различных переходов последнего типа. Это может свидетельствовать о разной степени сегрегации индия в барьеры из разных КЯ в процессе роста гетероструктуры.

Обнаружены спектральные линии в диапазоне энергий 2.4-2.7 эВ, связанные с межзонными переходами между невозбуждёнными уровнями в КЯ. Зависимость энергии перехода от смещения U_{DC} была аппроксимирована с помощью решения уравнения Шрёдингера с потенциалом в виде квантовой ямы конечной глубины в электрическом поле. Напряжённость электрического поля являлась параметром в аппроксимации. Рассчитанная таким образом напряжённость внутреннего электрического поля уменьшается с 4.57 до 2.87 МВ/см с ростом количества КЯ от 1 до 5.

Литература

1. Bernardini F., Fiorentini V., Vanderbilt D. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides // Phys. Rev. B. APS, 1997. Т. 56, № 16. С. R10024.

ВОЗБУЖДЕНИЕ БЛОХОВСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН С ПОМОЩЬЮ МИКРОПРИЗМ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ ДВУХФОТОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЛИТОГРАФИИ

Ахременков Д.В., Сафронов К.Р.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: ahremenkov@nanolab.phys.msu.ru

В последние годы блоховские поверхностные волны (БПВ) активно применяются в различных областях фотоники и рассматриваются, как альтернатива поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) – электромагнитных волн на границе металл-диэлектрик[5]. БПВ - это поверхностные электромагнитные волны на границе раздела фотонный кристалл (ФК) – диэлектрик, которые возбуждаются внутри запрещенной зоны ФК. Они лишены основных недостатков ППП. БПВ могут быть как ТМ-, так и ТЕ-поляризованными и имеют большую длину распространения из-за отсутствия оми-

ческих потерь[2]. При этом спектр БПВ можно изменять выбором материалов и толщин слоев ФК[7, 3]. Тангенциальная составляющая волнового вектор БПВ превосходит величину волнового вектора излучения в вакууме, поэтому для их возбуждения необходимы специальные схемы[5]. Существует два вида схем: призмные и дифракционные. В данной работе предложена конфигурация микропризмы, реализующая схему Отто[6]. В схеме Отто призма отделена от границы, на которой возбуждается БПВ, воздушным зазором толщиной порядка длины волны. Поскольку для возбуждения БПВ электромагнитные волны должны распространяться в призме при угле больше критического, то излучение, падающее на поверхность ФК, будет затухать в воздухе. Часть излучения, которое достигает поверхности фотонного кристалла, приводит к возбуждению БПВ.

Микропризмы изготавливались методом двухфотонной лазерной литографии[4] - технологии литографии, основанной на явлении двухфотонного поглощения в фоторезисте, которое вызывает реакцию полимеризации. В данной работе мы демонстрируем полимерные микропризмы, изготовленные на поверхности ФК состоящего из 10 пар слоев $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$, для возбуждения ТЕ-поляризованных БПВ на длине волны $\lambda = 780$ нм ($n_{\text{SiO}_2} = 1.45$, $n_{\text{Ta}_2\text{O}_5} = 2.07$). Толщины слоев SiO_2 и Ta_2O_5 составляли 204 нм и 143 нм соответственно. БПВ характеризовались эффективным показателем преломления n_{eff} , который равен отношению волнового вектора БПВ к волновому вектору света в вакууме на той же частоте. Эффективный показатель преломления БПВ для нашего ФК был рассчитан методом матриц распространения для $\lambda = 780$ нм и составил $n_{\text{eff}} = 1.092$.

Микропризмы были разработаны для реализации схемы Отто при нормальном угле падения (рис. 1а). Излучение, падающее на верхнюю поверхность и проходящее в призму, испытывало полное внутреннее отражение на наклонной грани, а после этого нарушенное полное внутреннее отражение на нижней грани призмы, как в классической схеме Отто. Для достижения максимальной эффективности заведения излучения оптимизировались параметры призмы (высота зазора d , длина зазора L , угол наклона грани призмы α и высота призмы h). Угол наклонной грани призмы α определялся условием возбуждения БПВ, которое может быть записано в виде: $n_{\text{prism}} \sin \varphi = n_{\text{eff}}$ (где $\varphi = 2\alpha$ угол падения на нижнюю грань призмы, $n_{\text{prism}} = 1.5$ – показатель преломления призмы). Высота призмы определялась из условия полного попадания пучка диаметром $2r = 10$ мкм на наклонную грань призмы $h = 2r \cot \alpha$. Высота и длина зазора были найдены путём численного моделирования в Lumerical FDTD при оптимальных значениях угла наклона и высоты призмы. В результате был определён оптимальный размер микропризмы (В × Ш × Д) : 27 × 30 × 26 мкм.

Далее образцы помещались в установку микроскопии утечки излучения[1]. В ней излучение диодного лазера с длиной волны $\lambda = 780$ нм фокусировалось на микропризму воздушным объективом с числовой апертурой 0.25. Для получения прямого изображения, на котором видно распространение БПВ (рис. 1б), использовался иммерсионный объектив с числовой апертурой 1.3, который собирал излучение утечки БПВ, прошедшее сквозь фотонный кристалл в подложку. Передняя и задняя фокальная плоскость собирающего объектива проецировались на две CMOS камеры. По изображению задней фокальной плоскости было определено значение n_{eff} , которое хорошо согласуется с рассчитанным значением.

Так же путем изменения положения лазерного диода в плоскости параллельной фокальной плоскости фокусирующего объектива была изучена зависимость эффективности заведения излучения от угла падения. Максимальное значение соответствовало углу падения, близкому к нормальному.

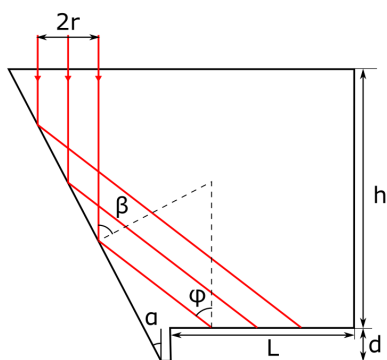


Рис. 1а

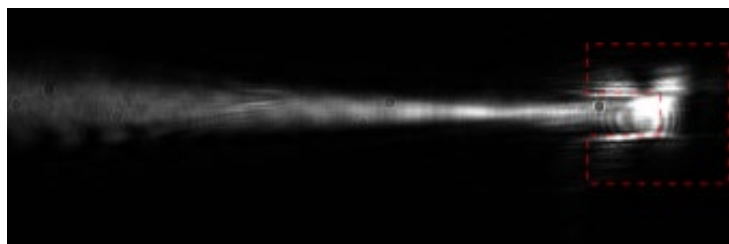


Рис.1б

Рис.1 а) Изображение микропризмы, реализующей схему Отто при нормальном угле падения. б) Прямое изображение, полученное при БПВ, возбуждаемой с помощью микропризмы (граница призмы изображена пунктиром).

Литература

1. A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller, A. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, F. R. Aussenegg, A. Leitner, J. R. Krenn Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons// Mater. Sci. Eng.: B, 2008, vol. 149, p.220-229
2. R. Dubey, E. Barakat, M. Hayrinen, M. Roussey, S.K. Honkanen, M. Kuittinen, H.P. Herzig Experimental investigation of the propagation properties of bloch surface waves on dielectric multilayer platform // Journal of the European Optical Society-Rapid Publications, 2017, vol. 13, p. 5
3. E. Guillermain, V. Lysenko, T. Benyattou Surface wave photonic device based on porous silicon multilayers// Journal of luminescence, 2006, vol. 121, p. 319-321
4. M. Malinauskas, M. Farsari, A. Piskarskas, S. Juodkazis Ultrafast laser nanostructuring of photopolymers: A decade of advances// Physical Reports, 2013, vol. 533, p. 1-31
5. Raether H., Surface plasmons on smooth surfaces. // Springer Berlin Heidelberg, 1988, p. 4-39
6. R. Ulrich, Theory of the Prism–Film Coupler by Plane-Wave Analysis// Journal of the Optical Society of America, 1970, vol. 60, p. 1337 - 1350
7. A. Yariv, P. Yeh Optical waves in crystals.// Wiley, New York, 1984, vol. 10.

ФАНТОМНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДВУМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ В ПОЛЯРИЗОВАННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Агапов Д.П., Беловолов И.А., Магницкий С.А., Чиркин А.С.

*МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет
и Международный лазерный центр; e-mail: ivan.belovolov@mail.ru*

Метод фантомных изображений (ФИ) [1] позволяет получать различную информацию об объекте, например, модуль коэффициент передачи или фазу коэффициента передачи. При этом ФИ рассчитываются из пространственных корреляций между излучением, проходящим через объект и опорным излучением, не взаимодействующим с ним.

В данной работе экспериментально показано, что метод фантомных изображений может быть использован для получения информации о поляризационных свойствах объекта. Эту новую методику мы назвали фантомной поляриметрией(ФП).

Будем рассматривать одну из возможных схем для реализации принципа ФП в поляризованном излучении. Ключевое отличие от известных схем наблюдения ФИ заключается в использовании источника излучения с контролируемой поляризацией.

В рамках разработанной теории мы описываем объект двумерной матрицей Джонса в некоторой декартовой системе координат (x, y) , направление поляризации излучения

совпадает с осями "x" и "y", значит. Можно показать, что поляризационные свойства объекта определяются соотношением [3]:

$$\eta(\vec{r}) = \frac{G_y(\vec{r})}{G_x(\vec{r})} = \frac{K^{(2)}(\vec{r})}{K^{(1)}(\vec{r})}.$$

Здесь $G_{xy}(\vec{r})$ - взаимные корреляционные функции токов зондирующего плеча и восстанавливающих x,y-плечей, а $K^{(1,2)}$ - комбинации элементов матрицы Джонса объекта.

Была проведена экспериментальная апробация предложенной схемы. В качестве объекта исследования использовался 4-х секционный объект, у которого три секции представляют собой линейные поляризаторы с направлением оси 0, 45 и 90 град., а 4-я секция оптически нейтральна.

В результате измерений удалось восстановить угол наклона оси поляризатора (рис. 1) во всех секциях объекта.

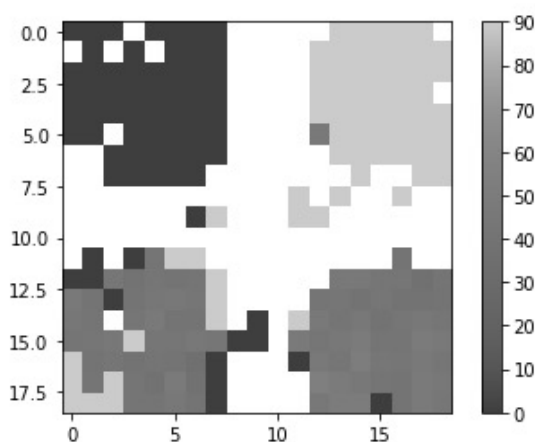


Рис.1 Измеренное методом ФП значение угла наклона оси поляризатора внутри 4-х секционного объекта при облучении квазитепловым поляризованным излучением. Белый цвет означает неопределенность поляризации, из-за низкого уровня корреляций, что связано с отсутствием излучения в этой области. Темно-серый цвет - нулевой угол наклона, светло-серый - 90°.

Разработанная теория и проведенные измерения показывают, что фантомная поляриметрия разработанная в нашей научной группе может считаться новым диагностическим методом.

Литература

1. *Strekalov D.V., Sergienko A.V., Klyshko D.N. and Shih Y.H.* Observation of two photon "ghost" interference and diffraction // *Physical review letters* 1995 74(18), p.3600-3603.
2. *Chirkin A. S., Gostev P. P., Agapov D. P., Magnitskiy S. A.* Ghost Imaging of Polarization-Sensitive Objects // *Laser Phys. Lett* 2018.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ФАЗОВОЙ САМОМОДУЛЯЦИИ НА РАБОТУ ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО КОГЕРЕНТНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА

Бенгальский Д.М.¹, Харасов Д.Р.²

¹ МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия;

² Московский физико-технический институт, ФРТК, Долгопрудный, МО, Россия
E-mail: bengalskiy@t8.ru

Импульсные фазочувствительные оптические рефлектометры на основе эффекта релеевские рассеяния света в оптическом волокне (Ф-OTDR) широко используются в качестве распределенных датчиков для мониторинга и охраны протяженных объектов.

Дальность работы Ф-OTDR ограничена затуханием света в волокне и составляет порядка 50 км. Увеличение дальности за счет увеличения мощности импульса ограничено из-за негативного воздействия нелинейных эффектов, таких как: модуляционной неустойчивости (МН), вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), вынужденное комбинационное (рамановское) рассеяние, фазовая самомодуляция (ФСМ). В стандартных оптических волокнах мощность импульса в Ф-OTDR ограничена возникновением МН [1] при 200 мВт. Так же в [1] показано, что в волокнах с обратным знаком дисперсии (RDF) МН не развивается. В [2] показано, что в таких волокнах при форме импульса близкой к прямоугольной ограничивающим по мощности фактором является ВКР, который проявляется при мощности 1.8 Вт. В [3] показано, что для импульсов длительностью менее 400 нс порог ВРМБ больше ВКР.

В данной работе исследовано влияние ФСМ на работу Ф-OTDR. Для того чтобы отделить влияние ФСМ от влияния других нелинейных эффектов в работе использовалось RDF-волокно Corning® MetroCor. При ФСМ происходит изменение спектра зондирующего импульса. Для измерения спектра использовался метод оптического автогетеродирования. Схема экспериментальной установки показана на Рис. 1. Часть излучения узкополосного лазера модулировалось с помощью акустооптического модулятора, после чего усиливалось в эрбиевом волоконном усилителе (EDFA) и через циркулятор направлялось в тестируемое волокно длиной 25 км. После прохождения волокна зондирующий импульс объединялся с помощью волоконного ответвителя с другой частью излучения лазера. Начальная и конечная форма импульсов и спектры биений регистрировались с помощью фотодетектора (полоса 2,3 ГГц) и измерялись с помощью осциллографа и радиочастотного спектроанализатора. Сигнал рефлектограммы регистрировался с помощью быстрого фотодетектора и обрабатывался в блоке обработки информации. Электрические шумы отсекались электрическим фильтром с полосой 5 МГц.

На Рис.2 показана форма зондирующего импульса (наклон 0,13 %/нс), спектры сигнала и уходы частоты, полученные в эксперименте и при моделировании распространения импульса в нелинейной среде[4]. В моделировании использовался коэффициент нелинейности волокна $\gamma = 2.6 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$. Уход частоты связан с наклоном импульса. Для данной формы импульса уход частот линейно зависит от мощности 9,3 МГц/Вт. Так как в электрической схеме используется фильтр, то при уходе частоты амплитуда рефлектограммы падает. На Рис.3 показаны экспериментальные рефлектограммы, их скользящие средние значения, а также результаты моделирования при мощностях импульса 130 и 1500 мВт.

Исследовано влияние ФСМ оказывает на работу Ф-OTDR. Для исследуемой формы импульса при мощности 1,5 Вт дополнительное падение среднего уровня рефлектограммы за счёт уходы частоты составило 10,8 дБ на 25-ом км. Данное моделирование можно использовать для оценки влияния ФСМ при воздействии нескольких нелинейных эффектов сразу. Данная экспериментальная схема в сочетании с моделированием позволяет рассчитать коэффициент нелинейности волокна γ .

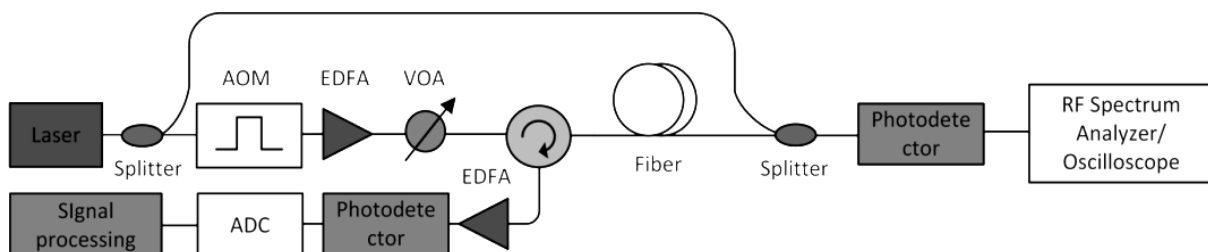


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

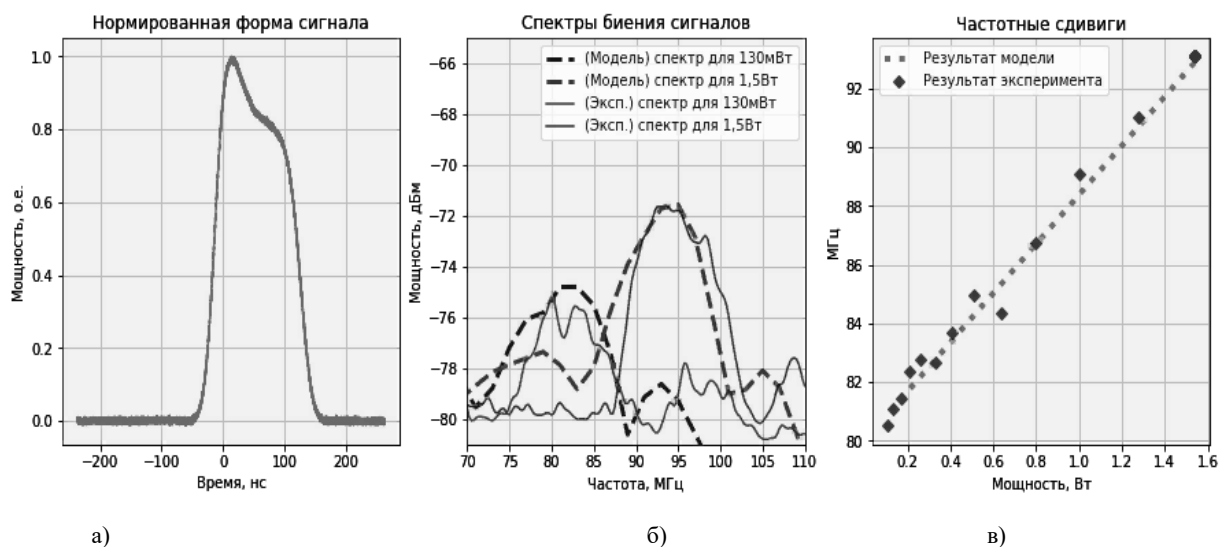


Рис.2. Форма импульса и результаты моделирования и экспериментов для сигналов.

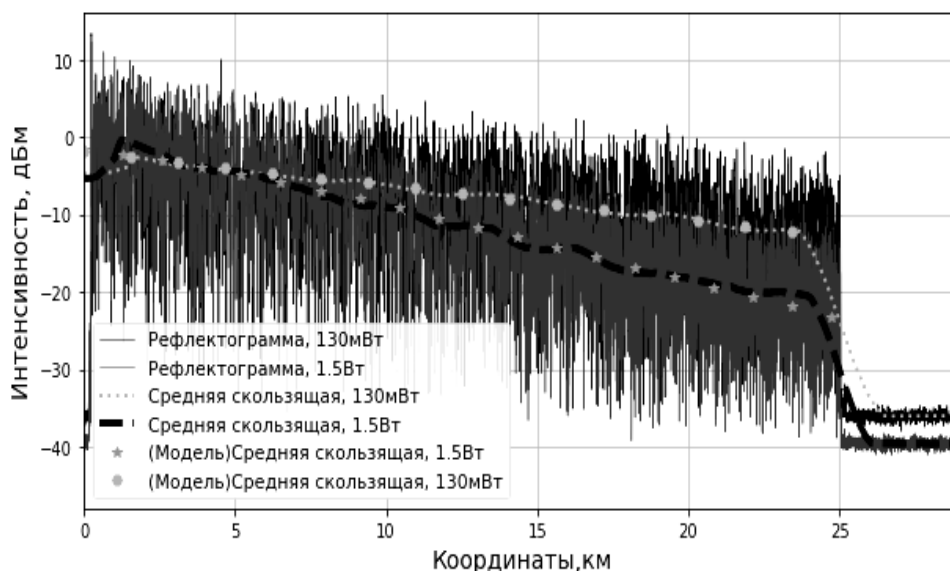


Рис.3. Рефлектограммы и их скользящие средние (экспериментальные и смоделированные) при разных входных мощностях импульса.

Литература

1. Nikitin S.P., et al., // Laser Physics. 2016. V. 26. N 10. – P. 105106.
2. Харасов Д.Р. и др.//8-й Росс. семинар по волоконным лазерам. –2018 –С. 208-210.
3. Izumita H., et al., Journal of lightwave technology. 1994 V.12 N 7 P. 1230–1238.
4. Г. Агравал “Нелинейная волоконная оптика”, М., ”Мир”, 1996.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ SUBR ЛАЗЕРА ЗА СЧЕТ МОДИФИКАЦИИ РАЗРЯДНОГО КОНТУРА

Веселый И.А.¹, Власов В.В.², Тригуб М.В.²

¹ Нац. исследовательский Томский политех. университет, Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

E-mail: ivanveseliy@yandex.ru

Лазеры на самоограниченных переходах металлов обладают набором характеристик, которые резко выделяют их на фоне других. Высокая спектральная яркость,

большой набор линий излучения, в том числе в видимом диапазоне, высокочастотный режим работы (свыше 500 кГц) и качество излучения, близкое к дифракционному делают эти лазеры приоритетными в развитии их показателей для расширения области использования лазеров данного типа.

Для эффективного выполнения задач современной фотоники необходимо постоянное совершенствование методик и оборудования, используемого в экспериментальных и промышленных установках. Основная проблема данных установок – низкий КПД. Увеличение КПД лазера достигается за счёт использования более совершенных конструкций разрядных камер, оптических резонаторов, систем охлаждения, использование различных газовых смесей, а также модернизация системы возбуждения. Повышение эффективности в области оптимизации оптических резонаторов и систем охлаждения исследованы в достаточной степени. Работу системы возбуждения принято характеризовать с помощью нескольких коэффициентов полезного действия.

Физические КПД $\eta_p(t)$ и η_p определяют эффективность преобразования электрической энергии, вводимой в разряд во время импульса возбуждения, в энергию генерации соответственно на заданный момент времени t , отсчитываемый от начала импульса возбуждения (текущее время, время окончания импульса генерации) и на момент окончания импульса возбуждения. Динамический КПД лазера характеризует эффективность преобразования электрической мощности, вводимой в разряд, в мощность лазерного излучения. Практический КПД лазера определяет эффективность преобразования энергии, запасенной в накопительном устройстве к началу разряда в энергию генерации [1].

В работе речь пойдет о повышении динамического КПД путем модификации разрядного контура с помощью автотрансформатора и обострительного конденсатора. Использование импульсного автотрансформатора должно привести к увеличению амплитуды напряжения на газоразрядной трубке (ГРТ). Обострительный конденсатор включается в схему для создания задержки между импульсом напряжения и началом развития тока в ГРТ [2]. Наличие каждого из них дает прирост в КПД, однако, так как данные улучшения не противоречат друг другу, возможно и совместное их использование.

В рассматриваемом эксперименте акцент сделан на повышении эффективности CuVg лазера за счет модификации разрядного контура. Данная методика позволяет повысить КПД до 1-1,5%, что является довольно высоким показателем для лазера такого типа. Также она позволяет снизить общий энергозатрат в систему на значение порядка 20%, что открывает перспективы для более широкого распространения данного типа лазеров в промышленной отрасли.

Литература

1. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2. В 2 т. Т. 1 / Под ред. В.М. Батенина. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 544 с. – ISBN 978-5-9221-1085-3.
2. Тригуб М.В., Власов В.В., Шиянов Д.В., Суханов В.Б., Троицкий В.О. Повышение эффективности возбуждения CuVg-лазера за счет модификации разрядного контура. // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 12. С. 1069-1072.

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОНТРОЛЬ СОСТОЯНИЯ ТЕКУЩЕЙ ЖИДКОЙ СРЕДЫ

Гребеникова Н.М.

СПбПУ Петра Великого, Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nadyagrebenikova@mail.ru

Проблема контроля состояния текущей по трубопроводу среды актуальна на сегодняшний день. Для сохранения конкурентоспособности предприятиям, например, пищевой промышленности необходимо переходить к автоматизации производства, это

позволяет сделать процесс производства более дешевым. Но при этом необходимо обеспечить качество выпускаемой продукции. Поэтому требуются надёжные средства контроля производства. Одним из возможных вариантов решения данной проблемы является использование оптического метода контроля состояния текущей среды с помощью рефрактометра.

Ранее в работах [1,2] была описана конструкция оптической части рефрактометра.

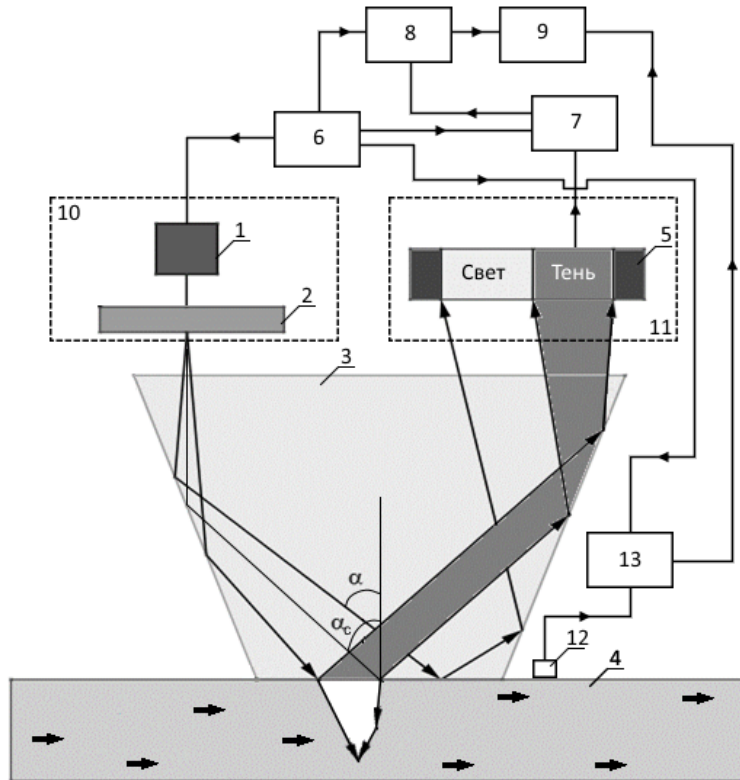


Рис.1 Структурная схема лабораторного макета рефрактометра.

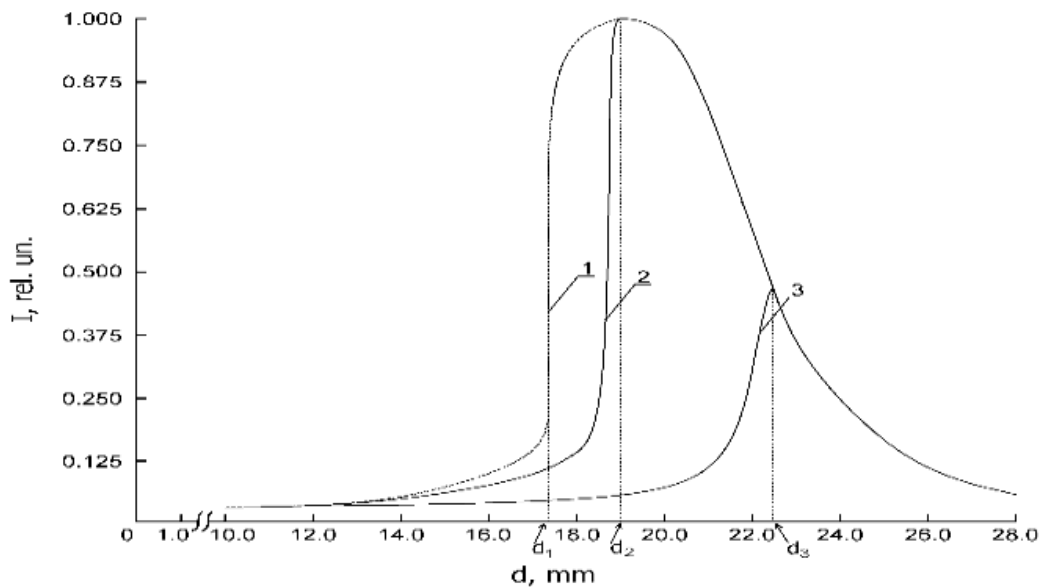


Рисунок 2. Распределение интенсивности I по длине фотодиодной линейки d. Графикам 1, 2, и 3 соответствует Nc в %: 0,5; 1; 3

Метод рефрактометрии позволяет проводить исследования жидкостей, измеряя их показатели преломления n_m [3]. При работе с текущими потоками часто встречаются случаи, когда в жидкой среде находятся крупные нерастворимые соединения (напри-

мер, сок с мякотью). Вводить понятие показатель преломления для такой среды – некорректно.

Для решения данной задачи была разработана конструкция лабораторного макета рефрактометра. На рис.1 представлена его структурная схема: 1 – полупроводниковый лазер; 2 – оптическая система; 3 – призма; 4 – текущая жидкость; 5 – фотодиодная линейка; 6 – многофункциональный блок питания; 7 – аналогово-цифровой преобразователь; 8 – устройство обработки и управления; 9 – ноутбук; 10 – устройство измерения положения лазера и оптической системы; 11 – устройство изменения положения фотодиодной линейки; 12 – датчик температуры; 13 – блок обработки информации датчика температуры.

Использование новой конструкции оптической части позволило реализовать контроль состояния жидкой среды по регистрации положения границы свет-ть на фотодиодной линейке (рис. 1). Информация о положении границы свет-ть через аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) передается на вход микроконтроллера, который осуществляет обработку информации и управляет положением измерительных элементов оптической части рефрактометра с использованием цифрового кода. Выход микроконтроллера подключен ко входу передающего лазерного модуля. Далее по оптическому волокну сигнал может передаваться одновременно на головное предприятие и в компьютер дочернего предприятия. Большинство разработанных систем автоматизации производства, особенно, если необходимо контролировать технологический процесс на нескольких стадиях, работают через главный компьютер предприятия.

Степень контраста R_c регистрируемой границы свет-ть определяется следующим соотношением:

$$R_c = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad (1)$$

где I_1 – интенсивность лазерного излучения, полностью отраженного от нижней грани призмы на расстоянии 1 мм от максимума на фотодиодной линейке, I_2 – интенсивность лазерного излучения, падающего на нижнюю грань под углом большим чем α_c , на расстоянии 1 мм на фотодиодной линейке до максимума.

При максимальном значении степени контраста R_c характер зависимости интенсивности лазерного излучения (1) по длине фотодиодной линейки при переходе границы свет-ть резко изменяется.

Предложенная схема передачи информации от рефрактометра после соответствующей обработки позволяет размещать данные о качестве выпускаемой продукции на всех её стадиях в интернете (в режиме он-лайн). Это позволяет сделать процесс изготовления доступным и открытым для потребителя.

На рисунке 2 в качестве примера представлены зависимости интенсивности лазерного излучения I , регистрируемого фотодиодной линейкой при различных концентрациях сахара N_c в текущем водном растворе яблочного сока с мякотью.

Проведенные исследования различных сред показали, что разработанная нами конструкция рефрактометра позволяет контролировать по положению границы свет-ть состояние биологических растворов, медицинских суспензии и плохо прозрачных пищевых продуктов (например, соки с мякотью и т.д.).

Литература

1. Гребеникова Н.М. Рефрактометр для контроля состояния текущей жидкой среды // Труды XXIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2017», Россия, г. Москва, – 2017, С. 409-411.
2. Гребеникова Н.М. Неразрушающий контроль состояния текущих биологических жидкостей и медицинских суспензий // Труды XXV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2018», Россия, г. Москва, – 2018, С. 525-526.
3. Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии. – Изд. 2-е, перераб. И доп. – Л.: Химия, Ленингр. отд-ние, 1974. – 399 с.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК АНИЗОТРОПНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Громько Д.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия;

Институт общей физики РАН имени А.М. Прохорова

e-mail: gromdmit@mail.ru

Фотонные кристаллы - искусственные пространственно-модулированные структуры, например, металл/диэлектрик, которые обладают пространственной периодичностью – в диапазоне длин волн λ , превышающей период фотонного кристалла p , называются метаматериалами. Благодаря условию $p > \lambda$, при облучении плоскопараллельного слоя метаматериала плоскими электромагнитными волнами не возникает дифракции, и структуру можно охарактеризовать параметрами однородного вещества.

Особая привлекательность метаматериалов заключается в возможности получения контролируемого электромагнитного отклика, в том числе получения отрицательных значений диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей в определенных диапазонах частот падающего излучения. Проблема корректного описания эффективного электромагнитного отклика в длинноволновом пределе [1,3] до сих пор является актуальной из-за сложности учета влияния анизотропии метаматериала при низкой его симметрии. Способы вычисления эффективного отклика по известным спектрам отражения и пропускания электромагнитной волны были ранее описаны в работах [2,4].

В работе [2] было показано, что описание отклика только через ϵ и μ в ряде случаев не может быть удовлетворительным, и нужно использовать дополнительные восприимчивости, называемые киральностью χ и бианизотропией β , в материальных уравнениях среды. В данной работе предложен способ восстановления локальных восприимчивостей ϵ , μ , χ и β по известным элементам оптической матрицы рассеяния [5] и приведен анализ для конкретного метаматериала типа «двойная рыболовная сеть».

Литература

1. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н., 2006. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // *УФН*, 176, 1051 (2006)
2. Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А., Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах // *УФН*, 179, 1003 (2009)
3. Simovski C.R., Tretyakov S.A., Local constitutive parameters of metamaterials from an effective-medium perspective // *Physical Review B*, 75, 195111 (2007)
4. Smith D.R. et al., Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients // *Physical Review B*, 65, 195104 (2002)
5. Tikhodeev S.G. et al., Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs // *Physical Review B*, 66, 045102 (2002)

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ ПОЛУПРОВОДНИКА И ПАРАЭЛЕКТРИКА

Евсеев Д. А., Абрамов А. С., Федорова И. В., Семенцов Д.И.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

E-mail: comrade-dmitriy@mail.ru

В работе исследуются особенности распространения поверхностных плазмон-поляритонов (ПП) вдоль плоской границы полупроводника и материала с высоким зна-

чением диэлектрической проницаемости (ДП) - $\varepsilon_p \approx 10^3$. Необходимым условием существования поверхностного ПП является отрицательность ДП одной из граничащих сред. Для полупроводника ДП описывается моделью Друде:

$$\varepsilon_s = \varepsilon_l \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \right) \quad (1)$$

где ε_l - решеточная часть ДП полупроводника, ω_p - плазменная частота носителей, а ν_s - частота релаксации, характеризующая потери энергии волны в полупроводнике.

В качестве материала с высоким значением ДП выбран параэлектрик SrTiO_3 (титанат стронция). При температуре $T_a \approx 105 \text{ K}$ в титанате стронция происходит структурный фазовый переход 2-го рода с удвоением примитивной ячейки из кубической фазы в тетрагональную (неполярную) фазу [1]. При $T > T_a \approx 105 \text{ K}$ титанат стронция находится в кубической фазе, т.е. является оптически изотропным.

Зависимость диэлектрического отклика SrTiO_3 от частоты и электрического поля для температур, отвечающих кубической фазе, имеет вид:

$$\varepsilon_p(\omega, E) = \frac{\varepsilon_{p0}\omega_T^2}{(1+b^2)\omega_T^2 - \omega^2 + i\nu_p\omega} \quad (2)$$

где ω_T - частота поперечной мягкой моды, $b = E/E_0$, E - внешнее статическое поле, E_0 - поле, определяющее нелинейность материала, ε_{p0} - статическая проницаемость (при $E = 0$), ν_p - параметр затухания. Формула (2) справедлива в области частот, меньших ω_T . В отсутствие внешнего поля при $T > T_a$ температурная зависимость ДП титаната стронция описывается законом Кюри–Вейса $\varepsilon_p(T) \approx C/(T - T_c)$ с постоянной $T_c \approx 30 \text{ K}$ и константой $C = 8.6 \cdot 10^4 \text{ K}$, а квадрат частоты мягкой моды с ростом температуры линейно растет ($\omega_T^2 \propto T - T_c$). Для используемых далее расчетных параметров $\varepsilon_{p0} \approx 1100$, $E_0 \approx 14 \text{ кВ/см}$, $\nu_p \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $T = 110 \text{ K}$ частота $\omega_T \approx 7.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

Закон дисперсии для поверхностного ПП на плоской границе раздела описывается уравнением:

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_p \varepsilon_s (\varepsilon_p + \varepsilon_s)^{-1}}, \quad (3)$$

где ε_s - ДП полупроводника, ε_p - ДП пара- или сегнетоэлектрика, а $q_{p,s} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{p,s}}$ - поперечные константы распространения волны в каждой из граничащих сред, $k_0 = \omega/c$ - волновое число вакуума.

На **рис. 1** представлены частотные зависимости ДП полупроводника и титаната стронция, полученные для значений плазменной частоты $\omega_p = (1, 5, 7.8) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и внешнего поля $E/E_0 = 0.1, 0.35, 0.5$ (кривые 1-3). Величина ε'_s на плазменной частоте меняет знак и становится отрицательной на частотах, ниже ω_p . Величина ε'_p с увеличением внешнего электрического поля нелинейно спадает.

На **рис. 2** представлены частотные зависимости действительных частей продольной и поперечных компонент волнового вектора в граничащих средах (q'_s - сплошные, q'_p - пунктирные кривые), нормированных на $k_T = k_B T / \hbar \approx 481.9 \text{ см}^{-1}$. Видна управляемость указанными величинами внешним электрическим полем.

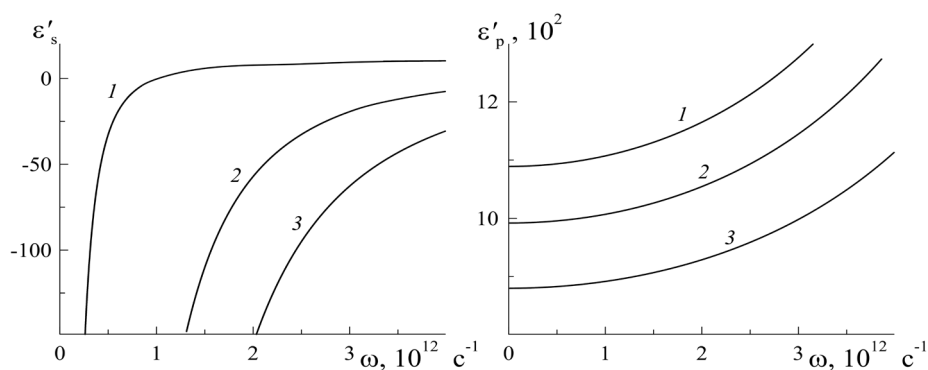
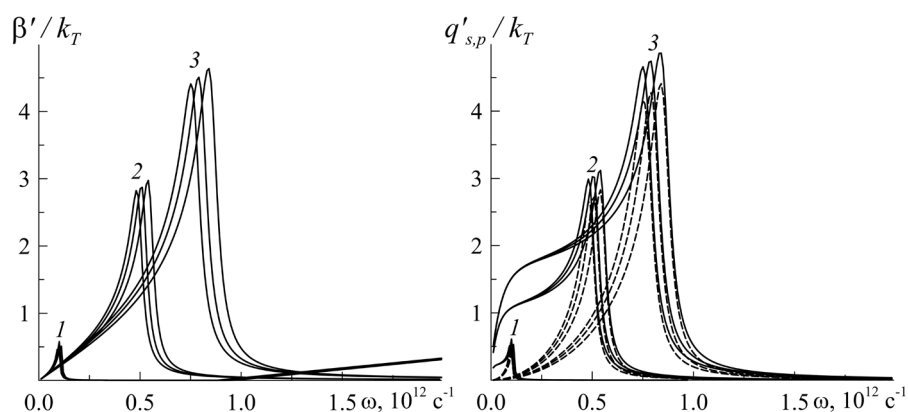
Рис. 1. Частотные зависимости ДП полупроводника (ϵ'_s) и SrTiO_3 (ϵ'_p).

Рис. 2. Дисперсионные зависимости поверхностного ПП.

Параметры $q'_{s,p}$ определяют глубину залегания ПП в каждой из сред ($\delta_{s,p}^{-1}$). При $\omega \geq \omega_p$ степень локализации в обеих средах почти одинаковая, а при $\omega < \omega_p$ поляритон сильнее локализован в полупроводнике. Так, при $\omega = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ и $\omega_p = 5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ глубины залегания ПП $\delta_s \simeq 6.8 \text{ мкм}$ и $\delta_p \simeq 8.1 \text{ мкм}$. Из приведенных кривых также видно, что групповая и фазовая скорости ПП вблизи частоты плазмонного резонанса малы $|v_{g,p}| \approx 0.1c$. Более того на частотах выше плазменной групповая скорость волны отрицательна, но в данной области частот потери энергии волны резко возрастают.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-72-10135), РФФИ (проект № 18-42-730005), Министерства науки и образования РФ (Госзадание № 3.6825.2017/БЧ).

Литература

1. Вендик О.Г. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. М.: Советское радио, 1979.

ИЗМЕРЕНИЕ БАКТЕРИОХЛОРОФИЛЛОВ ПО СПЕКТРАМ ПОГЛОЩЕНИЯ БЕЗ ЭКСТРАГИРОВАНИЯ ПИГМЕНТОВ В ПРОБАХ ВОДЫ ИЗ МЕРОМИКТИЧЕСКИХ ВОДОЕМОВ БЕЛОМОРСКОГО РЕГИОНА

Емельянцева П.С., Жильцова А.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: emelyantsev97@mail.ru; aa.zhiltcova@physics.msu.ru

Работа посвящена разработке и апробации спектрального метода определения концентрации бактериохлорофиллов (Бхл) зеленых серных бактерий (ЗСБ) -аноксигенных

фототрофов, обитающих в анаэробной зоне меромиктических водоемов. В зависимости от содержания различных пигментов, ЗСБ делят на зеленоокрашенные, содержащие Бхл *d*, и коричневоокрашенные, содержащие Бхл *e*. Оба типа пигментов относят к хлоросомным Бхл. В работе использовали пробы природной воды с фототрофными микроорганизмами, отобранные в марте и сентябре 2018 г. с различной глубины трех меромиктических водоемов, отделяющихся от акватории Кандалакшского залива Белого моря: Лагуны на Зеленом мысе, оз. Большие Хрусломены и оз. Трехцветного. Для количественного определения пигментов из проб воды приготовлены ацетон-метаноловые экстракты. Спектры поглощения проб воды и экстрактов измеряли с помощью спектрофотометра Solar PV1251.

Традиционно концентрацию хлоросомных Бхл (суммарно Бхл *d* и *e*) рассчитывают по эмпирической формуле Овермана-Тилзера [1], в которую входят значения оптической плотности на 651 и 663 нм в спектре поглощения пигментов в экстракте. Новый метод [2] позволяет определять концентрацию хлоросомных Бхл непосредственно по спектрам поглощения клеток бактерий в воде по площади под длинноволновым пиком поглощения. В качестве первого приближения был выбран интервал длин волн от 650 до 800 нм и аппроксимация «пьедестала» под пиком поглощения в виде трапеции (Рис. 1).

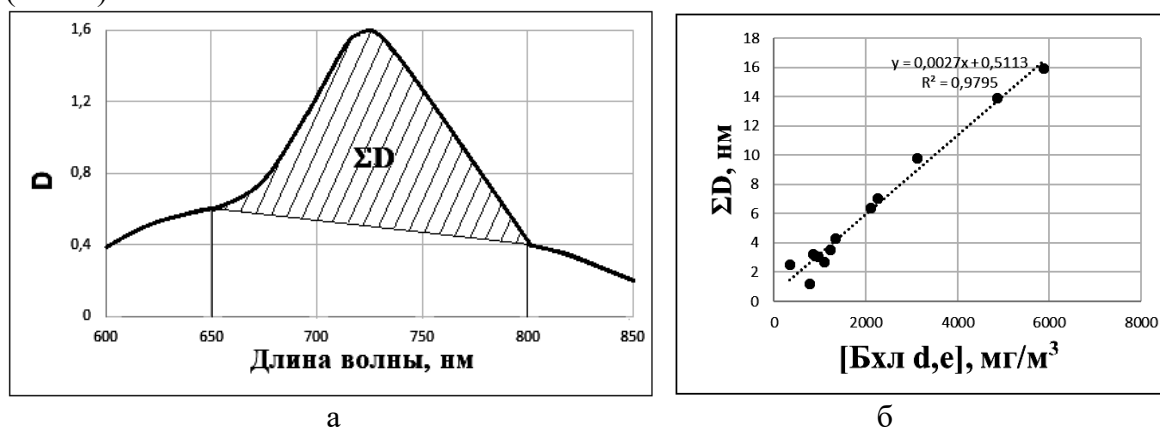


Рис.1. а – иллюстрация метода определения площади ΣD под длинноволновым пиком поглощения Бхл в воде; б – зависимость площади ΣD под длинноволновым пиком поглощения Бхл в воде и концентрацией Бхл, рассчитанной для экстрактов (оз. Еловое, март 2018 г.)

При этом получилась хорошая линейная зависимость (см. Рис. 2) между площадью ΣD под длинноволновым пиком в спектре поглощения в воде и концентрацией Бхл, рассчитанной по формуле Овермана–Тилзера [1], для всех серий проб воды (из разных водоемов и в разные сезоны), но с разными коэффициентами наклона графиков K для разных серий. Другие способы аппроксимации «пьедестала» не показали преимущества по сравнению с прямоугольной трапецией.

Для зеленоокрашенных ЗСБ коэффициенты наклона графиков K оказались близки для разных серий проб: $0,0032 \pm 0,0002 \text{ nm} \cdot \text{m}^3/\text{mg}$ для проб из оз. Трехцветного в марте и сентябре 2018 г. и $0,0033 \pm 0,0001 \text{ nm} \cdot \text{m}^3/\text{mg}$ для монокультур ЗСБ. Для коричневоокрашенных или смешанных культур коэффициенты K заметно отличаются. Это связано с тем, что в формуле для количественного определения пигментов в экстрактах [1] считаются равными значения экстинкции Бхл *d* и Бхл *e*, что, по-видимому, неверно. Поэтому новый метод, если заранее не определено соотношение двух типов ЗСБ, больше подходит для измерения концентраций Бхл *d* в зеленоокрашенных бактериях. Из линейности графиков корреляции следует формула для вычисления концентрации Бхл в пробе: $[\text{Бхл } d, e] = \frac{\Sigma D}{K}$, где K – коэффициент линейной регрессии зависимости ΣD от концентрации Бхл.

В результате работы уточнен метод определения концентрации хлоросомных бактериохлорофиллов в природной воде методом спектроскопии поглощения, без экстрагирования пигментов, и проведена его апробация. По новому методу рассчитаны концентрации Бхл в пробах, отобранных во время экспедиции в сентябре 2018 г. и построены вертикальные профили концентрации фотосинтетических пигментов бактерий во всех изученных водоемах.

Благодарим Краснову Е.Д. (ББС им. Н.А. Перцова), Воронова Д.А. (НИИ физико-химической биологии им. А.Н. Белозерского), Пацаеву С.В., Фрейдкина М.П. и Харитонову Д.А. (физический факультет МГУ) за помощь в работе во время экспедиций. Работа выполнена с использованием финансовых средств проекта РФФИ № 19-05-00377 и Министерства науки и высшего образования РФ.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Литература

1. Overmann J., Tilzer M.M. Control of primary productivity and the significance of photosynthetic bacteria in a meromictic kettle lake Mittlerer Buchensee, West-Germany // *Aquatic Sciences* 1989. V. 51. P. 4. pp. 261-278
2. Kharcheva A., Zhiltsova A., Emelyantsev P., Lunina O., Krasnova E., Voronov D., Savvichev A., Patsaeva S. Spectrophotometric quantification of chlorosomal bacteriochlorophyll in intact cells of green sulphur bacteria: monocultures and natural water EARSel eProceedings. 17(1): 7–15, 2018.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ БЕЛКОВЫХ МОЛЕКУЛ МЕТОДАМИ КР- И ИК-СПЕКТРОСКОПИИ

Брандт Н.Н., Чикишев А.Ю., Манькова А.А., Енина Е.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: enina-ekaterina@mail.ru

В рамках концепции «белок-машина» молекула белка представляется в виде конструкции, состоящей из фрагментов с различной упругостью и подвижностью, включая активный центр. Функционирование белка напрямую связано с движениями крупных фрагментов молекулы друг относительно друга [1-3]. Такими фрагментами могут служить домены третичной структуры или высокоупорядоченные альфа-спиральные и бета-структурные элементы. Математические расчёты показывают, что частота колебаний таких крупных фрагментов относится к низкочастотному (терагерцовому) диапазону. Из-за изменения внешних факторов (например, температуры или кислотности среды) меняется структура молекул белка и, следовательно, может поменяться его функционирование. В следствие этого происходит изменение спектральных характеристик, анализируя которые можно сделать предположения о произошедших преобразованиях в молекуле[4-6].

Для изучения белковых молекул в работе используются такие спектроскопические методы, как лазерная КР- и ИК-Фурье спектроскопия. Объектом исследования являются несколько белков, имеющих различные вторичные и третичные структуры, а также модельный полипептид поли-L-лизин, полученный в различных конформациях.

На основании результатов, полученных в диапазоне “отпечатков пальцев” с помощью КР-спектроскопии, проводится интерпретация наблюдаемых спектральных различий и анализ их возможных связей с содержанием элементов вторичной и третичной структуры. Изучаются спектральные характеристики двух фибриллярных белков (коллагена и желатина) с одинаковыми вторичными и различными третичными структурами. Также показывается, что ИК-Фурье спектры этих белков заметно отличаются от спектров глобулярных белков. Проводится анализ спектральных изменений, возника-

ющих в результате денатурации суперспирального белка (коллагена). Обсуждается возможность изучения уровней структуры белковой молекулы с помощью низкочастотной колебательной спектроскопии.

Литература

1. Хургин У.И., Чернавский Д.С., Шноль С.Е. // Молекулярная биология. М., 1967. Т. 1. С. 419-426.
2. Чернавский Д.С., Хургин У.И., Шноль С.Е. Концепция "белок-машина" и её следствия // Биофизика. 1987. Т. 32. С. 775–781.
3. Чернавский Д.С., Чернавская Н.М. Белок-машина. Биологические и макромолекулярные конструкции. М., 1999. С. 248.
4. Balakhnina I.A., Brandt N.N., Chikishev A.Yu., Mankova A.A., Shpachenko, I.G. Low-frequency vibrational spectroscopy of proteins with different secondary structures // J. Biomed. Opt. 2017. V. 22(9). P. 091509.
5. Bandekar J. Amide modes and protein conformation // Biochim Biophys Acta. 1992. V. 1120(2). P. 123–143.
6. Kong J., Yu S. Fourier Transform Infrared Spectroscopic Analysis of Protein Secondary Structures // Acta Biochimica et Biophysica Sinica. 2007. V. 39(8). P. 549–559.

РЕШЁТКИ СЛАБОНАПРАВЛЯЮЩИХ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ КВАНТОВЫХ СЛУЧАЙНЫХ БЛУЖДАНИЙ

Журавицкий С.А., Скрябин Н.Н., Дьяконов И.В., Страупе С.С., Кулик С.П.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sergzhuravickiy@gmail.com

С момента первой идеи квантового компьютера было предложено множество моделей и схем для его реализации, однако решение некоторых проблем, таких как стабильность работы и большой размер устройства, продолжают искать до сих пор. Как было теоретически показано [1, 2], одной из наиболее перспективных архитектур универсальных квантовых вычислителей являются квантовые случайные блуждания [3]. Экспериментально они были реализованы с использованием различных платформ, одной из которых являются волноводные решётки [4].

Квантовые случайные блуждания являются унитарным процессом, описывающим эволюцию первоначально локализованной волновой функции в периодическом потенциале. Показано, что даже в простейшем случае блужданий на одномерном графе можно получить полный набор операций с компактной квантовой логикой. Данная работа направлена на реализацию оптических логических гейтов на основе непрерывных (во времени) квантовых случайных блужданий фотонов в матрице слабонаправляющих волноводов.

Для практической реализации матриц оптических волноводов используют несколько подходов. В последнее время наиболее популярным стал метод фемтосекундной лазерной печати, который позволяет изготовить волноводы в прозрачных диэлектрических средах [5]. Однако, для изготовления качественных структур необходимо достигнуть контроля над изменением показателя преломления стекла в процессе записи волноводов. На данный момент в результате работы была собрана экспериментальная установка для измерения изменения величины показателя преломления стекла. Это может быть использовано для исследования зависимости основных характеристик структур (геометрия поперечного сечения, особенности изменений в материале, величина и распределение индуцированного показателя преломления), напечатанных фемтосекундным лазером, от энергии и длительности импульса, скорости печати и глубины фокусировки.

Литература

1. Childs, A. M., Universal Computation by Quantum Walk, Phys. Rev. Lett. 102, 180501, (2009)
2. Lahini, Y. et al., Quantum logic using correlated one-dimensional quantum walks. Npj. Quantum. Inform. 4, 2, (2018)
3. Kempe J., Quantum random walks: An introductory overview, Contemporary Physics, 44:4, 307-327, (2003)
4. Peruzzo A. et al., Quantum walks of correlated photons, Science 329, 1500–1503, (2010)
5. Szameit A. and Nolte S., Discrete optics in femtosecond-laser-written photonic structures, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 43 (16) 163001, (2010)

**КВАНТОВАЯ ТОМОГРАФИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДЕФОРМИРУЕМОГО ЗЕРКАЛА**

¹Жутов А.К., ²Кравцов К.С.

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

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

E-mail: artem.zhutov@gmail.com

Квантовая томография – процедура определения неизвестного квантового состояния, включающая в себя выбор набора измерений и метода обработки полученных данных. Томография квантовых состояний необходима для отладки и проверки качества квантовых логических вентилях и является необходимым инструментом для практической разработки квантовых компьютеров.

В данной работе в качестве неизвестных состояний рассматриваются пространственные состояния света – моды Гаусса-Эрмита. В стандартном варианте решения задачи томографии таких состояний используется пространственный фазовый модулятор (spatial light modulator, SLM), который проецирует интересующую нас моду на моду одномодового световода с помощью подходящей фазовой голограммы.

В качестве принципиально нового подхода изучена возможность использования деформируемого зеркала вместо традиционных SLM. Помимо другого принципа действия, основное отличие заключается в его быстродействии по сравнению с жидкокристаллическими приборами, такими как SLM. Деформируемое зеркало содержит пьезоприводы к каждому элементу зеркала, что позволяет повышать скорость смены кадров до килогерцовых частот. Недостатком является существенно меньшее число управляемых элементов (десятки, максимум сотни, по сравнению с мегапиксельными SLM).

В работе проведено исследование по проведению томографии с помощью такого зеркала, изучение его особенностей и преимущества в томографических приложениях.

Литература

1. Ringbauer M. Quantum Tomography // Exploring Quantum Foundations with Single Photons. Cham: Springer International Publishing, 2017. P. 31–52.
2. Dong L. et al. Transformations of high-order mode Hermite–Gaussian beams using a deformable mirror // Laser Physics. 2013. Vol. 23, № 3. P. 035004.

КОНФОКАЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ ВЫСЫХАЮЩЕЙ КАПЛИ ЖИДКОСТИ ДОПИРОВАННОЙ МОЛЕКУЛАМИ ОРГАНОЛЮМИНОФОРОВ И НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА ВАРЬИРУЕМОГО РАЗМЕРА

Зюбин А.Ю., Матвеева К.И., Брюханов В.В., Малащенко В.В., Александров К.А.

Балтийский ФУ им. Иммануила Канта, Калининград, Россия

E-mail: azubin@mail.ru

Исследование процессов высыхающей капли жидкости твердой смачиваемой подложке является актуальной фундаментальной проблемой ввиду наличия в капле сложных физико-химических и механических процессов дегидратационной самоорганизации [1,2]. В работе приведены результаты послойной динамической съемки высыхающей водной капли с красителем Р6Ж, допированной наночастицами серебра варьируемого размера: 20, 44 нм и концентрации. Съемка проводилась на расстоянии от 1 до 5 мкм от поверхности подложки методом лазерной конфокальной микроскопии. В работе исследовано влияние концентрации красителя, размеров наночастиц, концентрации наночастиц на интенсивность флуоресценции капли, а также на процессы термофореза внутри нее. Также были исследованы процессы тушения красителя наночастицами.

Интенсивность флуоресценции регистрировалась с помощью конфокального микроскопа LSM 700 (Carl Zeiss, Германия) с использованием программного обеспечения ZEN Black Microscope and Imaging Software (Carl Zeiss, Германия). Капля снималась от времени нанесения до полного высыхания на расстоянии 1-5 мкм от подложки. Рабочая концентрация красителя родамина 6Ж составляла $2,5 \times 10^{-5}$ М. Для создания наночастиц серебра в работе использовался контролируемый синтез гидрозолей серебра методами восстановления соли AgNO_3 цитратом натрия, боргидратом натрия. Размер полученных частиц и свойства плазмонного поглощения гидрозолей были исследованы с помощью фотокорреляционной спектроскопии, спектроскопии поглощения соответственно.

В работе показана перспективность использования послойной съемки капли испаряющейся жидкости для оценки теплового воздействия лазерного излучения на процессы испарения, флуоресценции высыхающей водной капли.

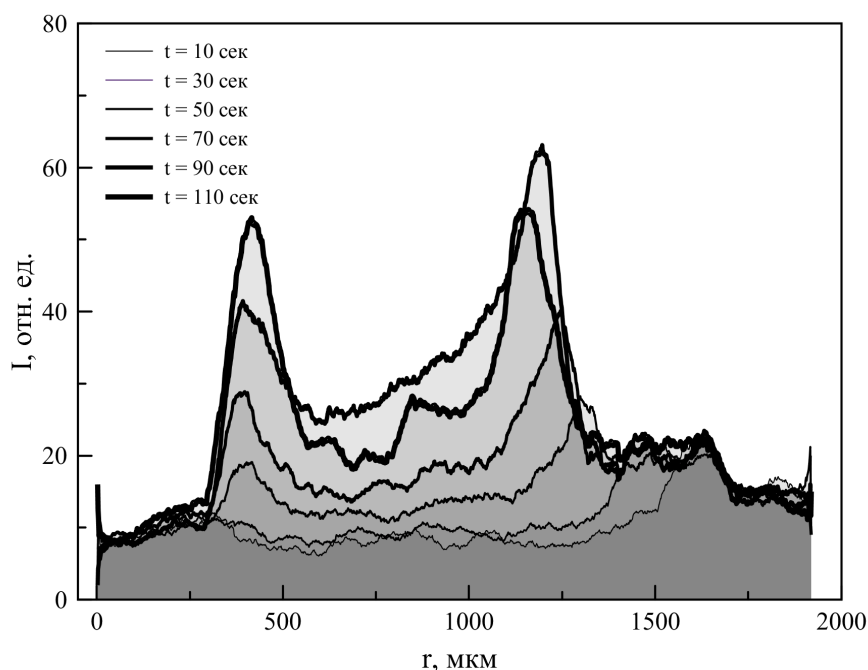


Рис. 1. Интенсивность флуоресценции родамина 6Ж у поверхности высыхающей капли жидкости, допированной наночастицами размером 20 нм в зависимости от

размера капли, времени ее высыхания. Плоскость сканирования расположена на расстоянии 2 мкм от подложки.

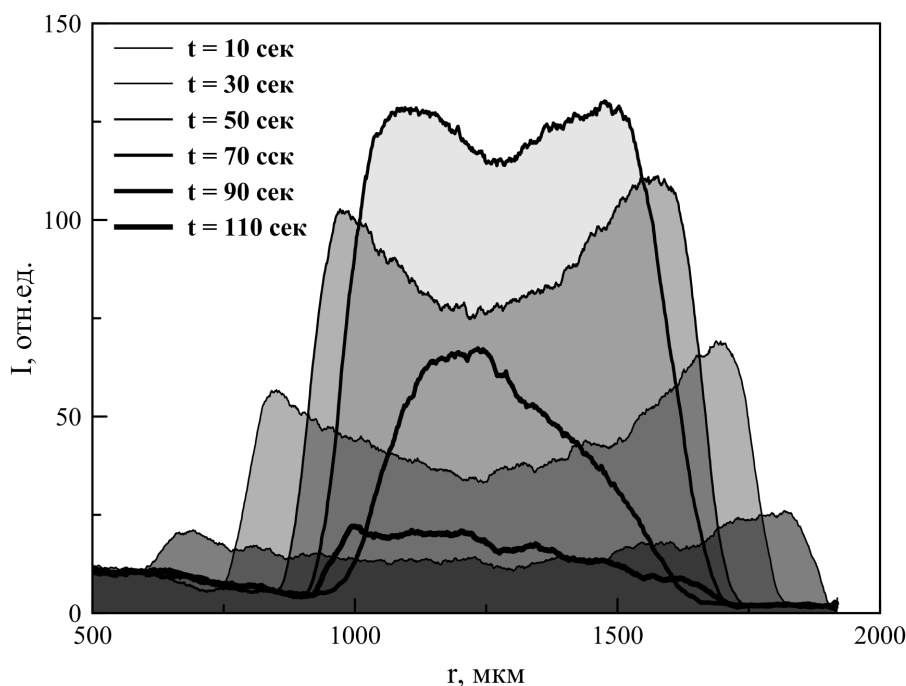


Рис. 2. Интенсивность флуоресценции родамина 6Ж у поверхности высыхающей капли жидкости, допированной наночастицами размером 44 нм в зависимости от размера капли и времени ее высыхания. Плоскость сканирования расположена на расстоянии 5 мкм от подложки

Литература

1. Лебедев-Степанов, П.В. Акусто-микро-флюидика: капиллярные волны и вихревые течения в сферической жидкой капле/ П.В. Лебедев-Степанов, О.В. Руденко// Акустический журнал. – 2016. – Т. 62. №4. – С. 408-411.
2. Тарасевич Ю. Ю. Механизмы и модели дегидратационной самоорганизации биологических жидкостей //Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174. – №. 7. – С. 779-790.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КООРДИНАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТРИС- И ТЕТРАКИС- БЕТА-ДИКЕТОНАТОВ ДИСПРОЗИЯ

Карева Е. Р.¹, Тайдаков И. В.², Амбровевич С. А.^{1,2}, Коршунов В. М.^{1,2},
Метлин М. Т.²

¹МГТУ им. Н. Э. Баумана, факультет фундаментальных наук, Москва, Россия;

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
E-mail: elisabethkareva@gmail.com

В настоящей работе проведены исследования люминесцентных свойств двух комплексов бета-дикетонатов диспрозия с лигандами гидроксония тетракис-(4-(циклогексилкарбонил)-5-метил-2-фенил-2,4-дигидро-3Н-пиразол-3-он)диспрозиат(III) и трис-(4-(циклогексилкарбонил)-5-метил-2-фенил-2,4-дигидро-3Н-пиразол-3-онато) (моноаква) диспрозий (III). В первом комплексе в координационную сферу входило 3 лиганда (трис-комплекс), а во втором — 4 лиганда (тетракис-комплекс). Синтез тетракис-комплекса является нестандартным, поскольку, как правило, химически устойчивыми являются трис-комплексы. В этой работе было показано, что указанный тетракис-

комплекс является химически стабильным; кроме того, заполнение координационной сферы редкоземельного иона комплекса блокирует проникновение в сферу растворителей и таким образом увеличивает квантовый выход люминесценции. По сравнению с трис-комплексом внешний квантовый выход люминесценции тетраакис-комплекса увеличился в 2 раза. В спектрах люминесценции обоих комплексов наблюдались полосы, характерные для излучательных переходов в редкоземельном ионе; максимумы спектральных полос обнаружены в областях 480, 575, 670 и 760 нм, отвечающие переходам ${}^4F_{9/2}$ в состояние ${}^6H_{13/2}$ (480 нм), ${}^4F_{9/2}$ в состояние ${}^6H_{15/2}$ (575 нм), ${}^4F_{9/2}$ в состояние ${}^6H_{11/2}$ (670 нм), ${}^4F_{9/2}$ в состояние ${}^6H_{9/2}$ (760 нм) [1,2]. Оптическое возбуждение люминесценции проводилось в полосе оптического поглощения лиганда 365 нм. Люминесценция лигандов в комплексе при этом не наблюдалась. Это свидетельствует об эффективном процессе передачи энергии электронного возбуждения с лигандного окружения на ион. Из вида спектров люминесценции следует, что структуры полос в области 475 нм у трис- и у тетраакис-комплексов отличаются. Это связано с различной симметрией кристаллической упаковки и координационной сферы исследованных соединений.

Литература

1. Spectral investigations on Dy 3+-doped transparent oxyfluoride glasses and nanocrystalline glass ceramics / P Babu, Kyoung Hyuk Jang, Eun Sik Kim et al. // Journal of Applied Physics.— 2009.—Vol. 105, no. 1.—P. 013516.
2. Ferrell S. K. Effect of metal and semiconducting nanoparticles on the optical properties of Dy³⁺ ions in lead borate glasses.—2016.
3. Zhifeng Li, Jiangbo Yu. The near-infrared optical properties and Judd–Ofelt analysis of a Dy(III) complex // Journal of Luminescence. — 2013. — May. — Vol. 143. — P. 169–172.

УСИЛЕНИЕ И СВЕРХБЫСТРАЯ МОДУЛЯЦИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА В МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛЛОВ.

Кирьянов М.А., Новиков И.А., Зубюк В.В., Фролов А.Ю.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
kiryanov@nanolab.phys.msu.ru

В настоящее время одним из основных направлений нанофотоники является изучение оптических эффектов в наноструктурированных объектах, обеспечивающие управление светом при помощи внешних воздействий. Одним из таких эффектов является экваториальный магнитооптический эффект Керра (ЭМОЭК) [1] - изменение диэлектрической проницаемости и, соответственно, коэффициента отражения магнитных материалов под действием магнитного поля: $\delta = \frac{R(H) - R(-H)}{R(0)}$. В гладких магнитных пленках этот эффект составляет менее 0.1%, что недостаточно для эффективного управления светом. Поэтому актуальной задачей нанофотоники является поиск способов усиления ЭМОЭК.

Одним из таких способов является возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), образующие резонансные особенности в спектрах отражения и пропускания. Спектральная область образования ППП сильно зависит от диэлектрической проницаемости среды и будет изменяться под действием магнитного поля в магнитных средах. Таким образом, происходит усиление ЭМОЭК. ППП могут быть возбуждены в одномерных периодических металлических нанорешетках – плазмонных кристаллах. Если такие кристаллы включают в себя магнитные материалы, то они называются магнитоплазмонными кристаллами (МПК). Усиление ЭМОЭК в подобных структурах было экспериментально подтверждено [2], но не было проведено исследований зависимости величины усиления от формы поверхности МПК.

Другим способом управления светом является субпикосекундное модулирование свойств материала при помощи мощного лазерного импульса на временных масштабах порядка электронной термализации. Исследования подобных эффектов осуществляется при помощи методики “зонд-накачка” (pump-probe). Такой методикой были исследованы изменение оптических свойств в гладких золотых пленках [3] и ферромагнитных свойств в гладких никелевых пленках [4], также была исследована сверхбыстрая модуляция ППП в плазмонных кристаллах на основе золота [5]. Таким образом, остается неизученным вопрос о возможности сверхбыстрой модуляции магнитооптических эффектов, индуцированных ППП в МПК с помощью мощного фемтосекундного лазерного импульса.

В данной работе исследовалась зависимость величины усиления ЭМОЭК от формы поверхности одномерного МПК в стационарном случае, когда диэлектрическая проницаемость образца изменялась на временных масштабах периода изменения магнитного поля, и в динамическом случае методикой “зонд-накачка”. Были экспериментально подтверждены возможности усиления ЭМОЭК при помощи возбуждения ППП и сверхбыстрой модуляции ППП, ЭМОЭК в МПК.

В качестве экспериментальных образцов использовались три МПК на основе никеля, изготовленные методами электронно-лучевой литографии и гальванопластики. Форма поверхности образцов описывается формулой $h_1 \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right) + h_2 \cos\left(\frac{4\pi x}{d}\right)$, образцы имеют одинаковое значение $d = 503$ нм, разные значения h_1 и h_2 : 45.5 нм и 0 нм – А1, 63 нм и 4 нм – А2, 76.5 нм и 9 нм – А3.

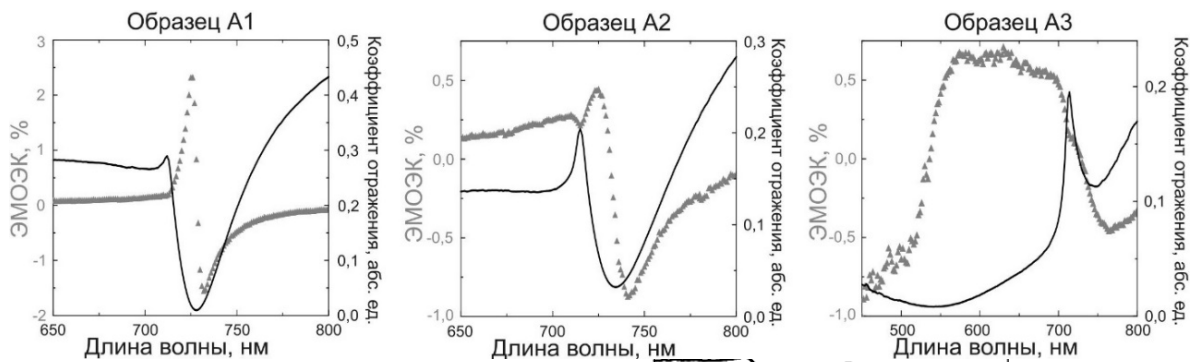


Рис. 1. Спектр отражения (черные кривые) и ЭМОЭК (серые треугольники) для р-поляризованного света. Угол падения 25°.

В спектральной области возбуждения ППП наблюдалось существенное усиление ЭМОЭК (рис. 1). Было получено, что перекачка энергии падающего излучения в ППП зависит от амплитуды решетки, что согласуется с численными расчетами. Наибольшей степенью перекачки энергии в поверхностный плазмон обладает образец А1, что приводит к наибольшему значению ЭМОЭК, составляющее 2,5 %. Ширина резонансной области составила 7 нм. Для образца А2 с менее сильной перекачкой энергии значение ЭМОЭК составляет 0,9%. Для самой большой амплитуды решетки (образец А3) обнаружено

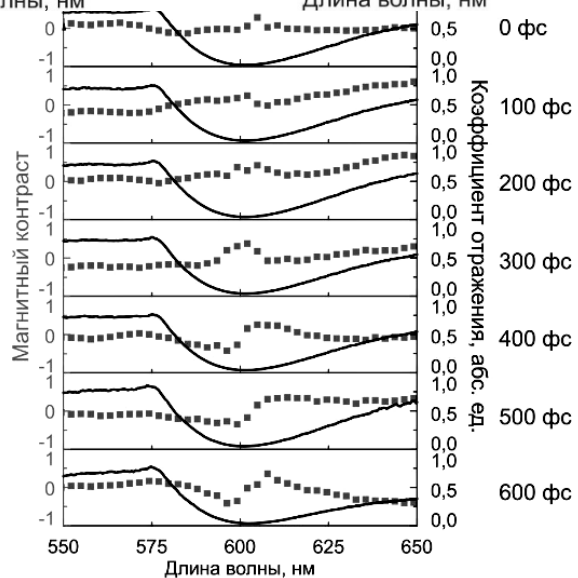


Рис. 2. Спектр отражения (черные кривые) и магнитный контраст (серые точки) для

наименьшее значение эффекта 0,5%, однако сохраняющееся в широком в спектральном диапазоне от 550 нм до 700 нм. Такое поведение связано с возбуждением спектрально широкой локализованной волноводной модой в решетках с большой амплитудой, наряду с возбуждением ППП.

С помощью методики накачки-зонда была осуществлена сверхбыстрая модуляция ППП для образца А1 с характерным временем порядка сотен фемтосекунд, приводящая к значительной модуляции коэффициента отражения 2,5%. Экспериментально была показана возможность сверхбыстрой модуляции ЭМОЭК индуцированного возбуждением ППП под действием импульса накачки $\Delta\delta = \delta_{\text{pump}} - \delta_{\text{no pump}}$ (рис. 2) с максимальным достигнутым значением 0,4%.

Литература

- [1] Zvezdin A.K., Kotov V.A. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. IOP Publishing Ltd 1997
- [2] I. S. Maksymov Magneto-Plasmonic Nanoantennas: Basics and Applications // Reviews in Physics, 2016, 1, 36 – 51.
- [3] Sun C.K. et al. Femtosecond investigation of electron thermalization in gold // Physical Review B – 1993. – Vol. 48, p. 12365
- [4] Beaurepaire E. et al. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 76, p. 4250.
- [5] N. Rotenberg et al. Ultrafast control of grating-assisted light coupling to surface plasmons // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33, p. 2137-2139

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ В ОДИНОЧНЫХ КОЛЛОИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Князева М.А.

*Филиал МГУ имени М.В. Ломоносова в г. Севастополе, Севастополь, Россия
E-mail: lumosisgreat@outlook.com*

Квантовые точки представляют собой фрагменты проводника или полупроводника, электрические характеристики которых зависят от их размеров и форм. Физика квантовых точек демонстрирует такие необычные явления как спектральная диффузия и мерцание.

Спектральная диффузия наблюдается как временные флуктуации положения пика и ширины спектра излучения. Самые первые измерения спектрально разрешенной фотолюминесценции одиночных коллоидных полупроводниковых квантовых точек (КТ) селенида кадмия CdSe выявили очень медленную спектральную диффузию с характерным временным масштабом в сотни секунд [1]. Обычное объяснение этого феномена основано на квантоворазмерном эффекте Штарка, связанном с движениями носителей заряда вокруг одиночной квантовой точки [2-5]. Кроме того, для спектральной диффузии была обнаружена корреляция между шириной линии и положением пика спектра одиночной КТ при комнатной температуре [4]. Однако точный механизм, который приводит к корреляции, остается неизвестным.

Нашей группой был проведен уникальный спектроскопический эксперимент над одиночной КТ при ее медленном нагревании и охлаждении. Флуоресцентные траектории и спектры КТ были измерены с помощью микроскопа, оснащенного призматическим спектрометром. Широкополевая и сканирующая конфокальная оптические схемы были объединены в один микроскоп для облегчения процедуры поиска квантовых точек и последующего измерения спектра флуоресценции выбранной КТ.

Квантовые точки CdSe/ZnS с пиком флуоресценции при длине волны 620 нм диспергировали в толуольном растворе полиизобутилена с низкой концентрацией и затем

центрифугировали на покровное стекло. Толщина полимерных пленок, содержащих квантовые точки, варьировалась в диапазоне нескольких десятков нанометров. Температура образца контролировалась и регулировалась элементом Пельтье. В экспериментах температура менялась в диапазоне от 306 К до 353 К. Для возбуждения квантовых точек на длине волны 580 нм использовался лазер на красителях Coherent CR-599. Для измерения автокорреляционной функции использовалась схема Хэнбери Брауна-Твисса с двумя идентичными SPAD-детекторами. Одинаковое положение образца в пространстве контролировалось пьезо-подвижной ступенью, которая позволяет перемещать выбранные КТ с нанометровой точностью

Спектры флюоресценции для одиночных квантовых точек были измерены с временем экспозиции 200 мс и спектральным разрешением ~ 0.7 нм, что было достаточным для обеспечения хорошего отношения сигнал-шум.

В экспериментах наблюдалась спектральная диффузия при постоянных температурах, а также было обнаружено изменение характера спектральной диффузии с изменением температуры.

Эксперимент показал корреляцию между положением максимума и шириной спектра излучения одиночной КТ. Для объяснения результатов эксперимента была предложена новая модель спектральной диффузии КТ и температурно-зависимого изменения спектра. В модели положение пика и ширина линии определяются величиной линейного электрон-фононного взаимодействия. Небольшие изменения этой величины во времени приводят к скоррелированным изменениям положения пика и ширины спектра при данной температуре.

Для описания системы использовался гальмитониан следующего вида:

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + A(t) \sum_{i=1}^S \hat{q}_i (a_i |e\rangle\langle e| + b_i |g\rangle\langle g|) \quad (1)$$

$$\bar{H}_0 = \sum_{i=1}^S \frac{p_i^2}{2} + \frac{\omega_i^2}{2} \hat{q}_i^2 + E_0 |e\rangle\langle e| \quad (2)$$

Как видно на Рис.1, теоретическая зависимость ширины спектра от положения его пика очень хорошо описывает экспериментальные данные.

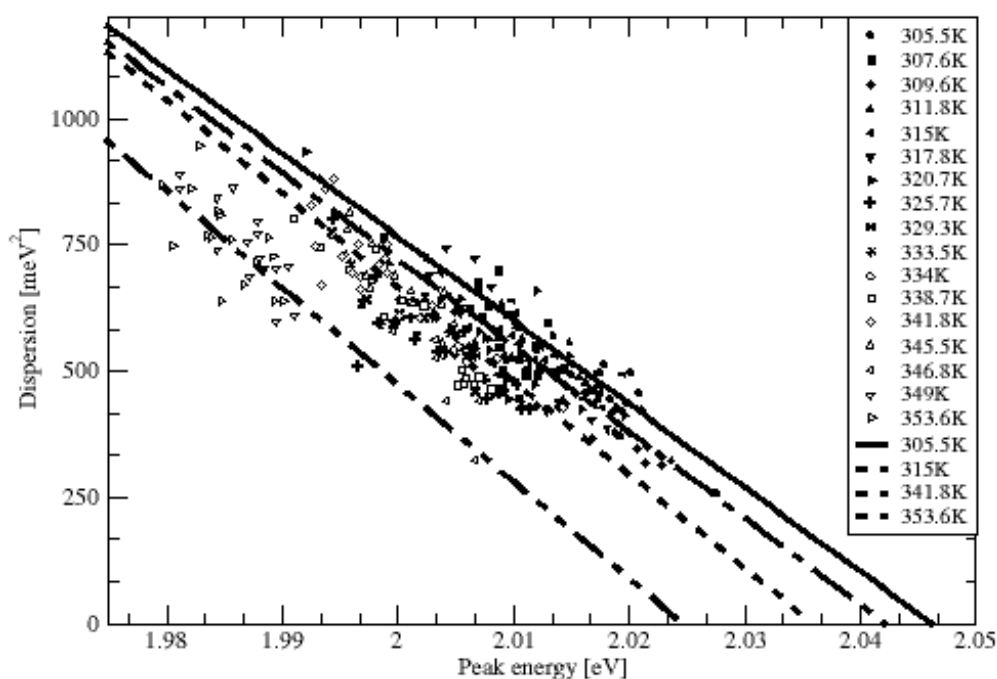


Рис. 1. Зависимость дисперсии от положения пика спектра для КТ при разных температурах. Маркерами указаны экспериментальные данные, линиями – полученные теоретические зависимости.

Литература

1. S. A. Empedocles, D. J. Norris, and M. G. Bawendi, *Phys. Rev. Lett.* 77, 3873 (1996)
2. S. A. Empedocles and M. G. Bawendi, *Science* 278, 2114 (1997)
3. S. A. Empedocles and M. G. Bawendi, *J. Phys. Chem. B* 103, 1826 (1999)
4. D. E. Gómez, J. van Embden, and P. Mulvaney, *Appl. Phys. Lett.* 88, 154106 (2006)
5. M.J. Fernée, B. Littleton, T. Plakhotnik, H. Rubinsztein-Dunlop, D.E. Gómez, and P. Mulvaney, *Phys. Rev. B* 81, 155307 (2010).

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВЕРХТОНКИХ ПЛЕНОК ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Константинов В.Г.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: vg.konstantinov@physics.msu.ru

В последнее время быстро развивается сверхтонкая (2D) органическая электроника – область исследований и прикладных разработок, направленная на создание гибких, легких, прозрачных и недорогих электронных устройств на основе пленок органических полупроводников толщиной в один или несколько молекулярных слоев. Однако 2D оптоэлектроника органической электроники находится только в начале своего развития. Так, в одной из первых работ [1] сообщается лишь об упорядоченных 2D пленках, но исследований монокристаллических 2D пленок органической оптоэлектроники до сих пор неизвестно.

В настоящей работе исследуется фотолюминесценция (ФЛ) органических полупроводниковых монокристаллических 2D пленок. Обнаружено, что ФЛ кристаллических доменов существенно ниже, чем ФЛ областей между ними (рисунок 1), что может быть приписано агрегации молекул, наличию примесных тушителей или анизотропии ФЛ.

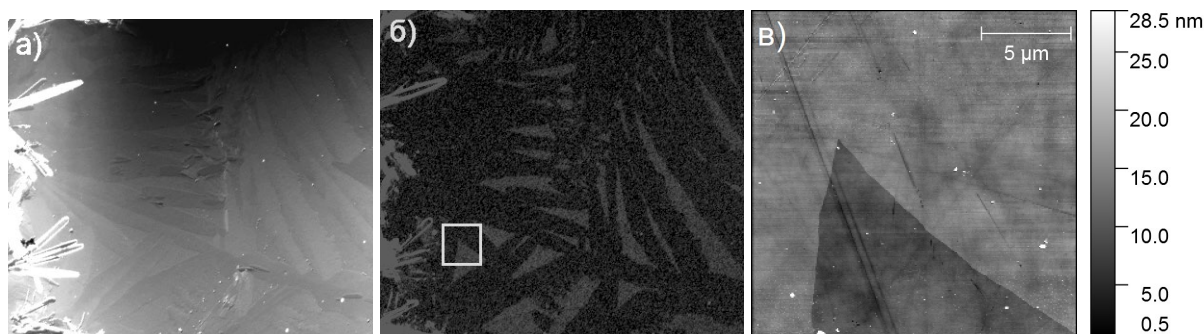


Рис. 1. Микроскопия 2D пленок органического тиофен-фениленового полупроводника ДН-ТТРТТ: а) оптическая; б) фотолюминесцентная; в) атомно-силовая. Атомно-силовая микроскопия (в) показала, что люминесцирующие области, показанные в белом квадрате (б), являются областями между кристаллическими доменами.

Литература

- [1] E. V. Agina *и др.*, «Luminescent Organic Semiconducting Langmuir Monolayers», *ACS Applied Materials & Interfaces*, т. 9, вып. 21, сс. 18078–18086, май 2017.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ В СПЕКТРАХ
ПРОПУСКАНИЯ ЯДЕРНЫХ ФИЛЬТРОВ
НА ОСНОВЕ ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАЛАТНЫХ ПЛЁНОК

¹Корнейчук А.Д., ²Желтова А.В., ²Смолянский А.С.

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

²МГУ им. М.В.Ломоносова, фак. биоинформатики и биоинженерии, Москва, Россия

³Филиал НИФХИ им. Л.Я. Карпова, Москва, Россия

E-mail: anna-chuk@mail.ru ; zheltova12@rambler.ru; assafci@gmail.com

Цель исследования состояла в изучении интерференционных картин (ИнК), наблюдаемых в диапазоне от 1250 до 2500 нм в спектрах оптического пропускания ЯФ на основе полиэтилентерефталатных плёнок (ЯФ-ПЭТФ).

ЯФ были получены из двухосно-ориентированных ПЭТФ плёнок толщиной 10 ± 1 мкм (ГОСТ 24234-80); степень вытяжки 3, степень кристалличности - не выше 50%, плотность - 1400 кг/м^3 , молекулярная масса 31000. В качестве наполнителя материал содержал каолин; его массовая доля - 0,2. Облучение потоком тяжёлых ионов ($^{54}\text{Xe}^{129}$, энергия ~ 1 МэВ/нуклон, флюенс $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$) проводили в Лаборатории Ядерных Реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флорова (ОИЯИ, г. Дубна) на ускорителе тяжёлых ионов У-300 в условиях вакуума, при комнатной температуре. Химическую обработку облученных ионами плёнок ПЭТФ осуществляли в течение 3 – 60 мин в водных растворах $0,5 \div 5 \text{ N NaOH}$ в области температур $303 \div 353 \text{ K}$. В результате в плёнке ПЭТФ возникал массив открытых микропор цилиндрической формы со средним диаметром $\sim 0,2$ мкм.

Регистрацию спектров оптического поглощения образцов ПЭТФ-ЯФ в виде дисков $\varnothing 25$ мм осуществляли на воздухе при комнатной температуре с помощью спектрофотометра UV-365. Образцы ПЭТФ-ЯФ размещали в кюветном отделении прибора перпендикулярно направлению зондирующего пучка света. Спектры оптического поглощения образцов ПЭТФ-ЯФ измеряли в области длин волн от 1000 до 2500 нм. Оцифровку и обработку экспериментальных данных проводили с помощью оригинальной программы Digit и пакета прикладных программ Origin9.0. Оптическое пропускание образцов ПЭТФ-ЯФ рассчитывали из экспериментально определённых значений оптической плотности (OD) при помощи соотношения $T = 10^{-OD}$.

Интенсивное светорассеяние, обусловленное возникновением пористой структуры в объёме плёнок ПЭТФ, не позволяет исследовать оптические спектры ПЭТФ-ЯФ в области длин волн менее 1000 нм. Однако в спектральном диапазоне 1250 – 2500 нм, на спаде длинноволнового края светорассеяния, наблюдаются ~ 10 малоинтенсивных полос ИнК. Определив длины волн λ_{max} , λ_{min} , соответствующих положению максимумов T_{max} и минимумов T_{min} ИнК, произвели расчёт толщины плёнки ЯФ-ПЭТФ по формуле [1]:

$$d = \frac{\lambda_p^i \lambda_q^i (p-q)}{2n_{\text{ПЭТФ}} (\lambda_p^i - \lambda_q^i)} \quad (1)$$

где $n_{\text{ПЭТФ}}$ – коэффициент преломления (согласно [1], для ближнего инфракрасного диапазона $n_{\text{ПЭТФ}} = 1,640$), i – соответствует узлу или пучности наблюдаемой ИнК, p и q – номера соответствующих полос ИнК, λ_p^i , λ_q^i – длины волн, соответствующие выбранным узлам и пучностям ИнК. Установлено, что в случае узлов $d_{\text{max}} = 9,12 \pm 0,64$ мкм, для пучностей ИнК $d_{\text{min}} = 9,22 \pm 0,86$ мкм, что удовлетворительно согласуется с ГОСТ 24234-80. Заниженные значения d_{max} , d_{min} могут быть связаны с уменьшением толщины плёнки ПЭТФ в процессе щелочного гидролиза.

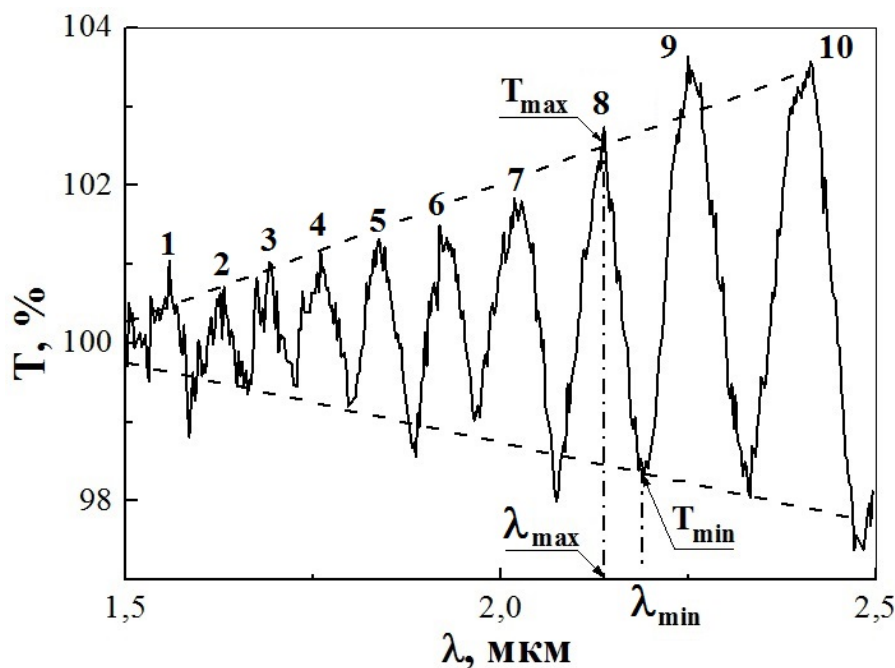


Рис. 1 – Интерференционная картина, наблюдаемая в спектрах пропускания ядерных фильтров на основе полиэтилентерефталатной плёнки: T_{\max} , λ_{\max} , T_{\min} , λ_{\min} – пропускание и длина волны в максимумах и минимумах интерференционной картины. Штриховой линией показана функция видности $V(\lambda)$, цифрами обозначены полосы интерференционной картины

Обнаружено (рисунок 1), что полосы ИнК обладают неравномерным контрастом $V(\lambda)$, что было обусловлено ориентационным двулучепреломлением плёнки ПЭТФ [2]. Спектральная зависимость дисперсии показателя преломления Δn ориентированной плёнки ПЭТФ при 1250 – 2500 нм была рассчитана по уравнению Селмейера [2]:

$$\Delta n(\lambda) = \sqrt{A + B/[1 - (\lambda_0/\lambda)^2]} \quad (2)$$

где постоянные $\lambda_0 = 245$ нм, $A = -0,00085$, $B = 0,0017$, при этом Δn изменяется от 0,0303 до 0,0294.

Из точки пересечения огибающих ИнК (рисунок 1) определили точку исчезновения интерференционной картины ($\lambda_0 \sim 1,388$ мкм, $T_0 \sim 100,159\%$). Для установления когерентности ИнК, оптической разности хода δ необходимо проведение дополнительных измерений в ИК области спектра [3].

Настоящее исследование проведено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-00524).

Литература

1. Крынин А.Г., Хохлов Ю.А. Оптические характеристики термостабилизированной полиэтилентерефталатной плёнки, используемой для функциональных материалов остекления // *Авиационные материалы и технологии*. 2013. № 4. С. 31 – 34.
2. Yang Sung Mo, Hong Sera, Kim Sang Youl. Wavelength dependent in-plane birefringence of transparent flexible films determined by using transmission ellipsometry // *Japanese Journal of Applied Physics*. 2018. 57, 05GB03. <https://doi.org/10.7567/JJAP.57.05GB03>
3. <http://www.tau.ac.il/lab3/OPTICFIBERS/Coherence%20and%20Fringe.pdf,2006>. Milster T.D., Beaudry N.A. Coherence and fringe localization.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИНТРАОКУЛЯРНЫХ ЛИНЗ, СПОСОБ РАСЧЕТА КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ МОНОФОКАЛЬНЫХ ИНТРАОКУЛЯРНЫХ ЛИНЗ И МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ИХ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Корнышев М.А.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

E-mail: kornyshevmax@gmail.com

Интраокулярная линза – это искусственная синтетическая линза, помещаемая внутрь глаза для замены хрусталика, удаленного хирургически, как правило, вследствие операции по удалению катаракты. Имплантиция ИОЛ является одним из трех методов (помимо ношения контактных линз и очков), позволяющих частично вернуть глазу утраченную вследствие хирургического вмешательства оптическую силу.

ИОЛ представляет собой моноблочную конструкцию, состоящую из оптической части, формирующей изображение, и гаптической части, служащей для закрепления линзы в глазу. Гаптика может иметь замкнутую, s-образную, трехчастную и другие виды форм. Конструкция оптической части может являться монофокальной или мультифокальной системой, тогда как поверхности могут быть сферическими, асферическими или торическими.

На данный момент для изготовления ИОЛ наибольшее распространение получили гидрофобный и гидрофильный акрилы. Гидрофильный акрил в сухом состоянии твердый, что позволяет его легко обрабатывать методами механической обработки, однако этот материал требует последующей гидротации для приведения линзы в рабочее состояние. В то же время гидрофильный акрил в сухом состоянии мягкий, что делает этот материал менее удобным для механической обработки, однако последующей гидротации он не требует, а также линзы, изготовленные из этого материала удобнее транспортировать и хранить.

При расчете и производстве интраокулярных линз следует учитывать определенные требования, предъявляемые к ним. Линза должна попадать в допуск на заднюю вершинную рефракцию, соответствовать требованиям на ФПМ, а также спектральное пропускание[2].

Технология изготовления интраокулярных линз варьируется от предприятия к предприятию, но из каждого технологического процесса их производства можно выделить основные схожие моменты. При изготовлении ИОЛ из гидрофильного акрила, линзы вначале подвергают механической обработке (точение, фрезерование), затем гидротации, а затем полировке, в основном, методом галтовки. После этого линзы поступают на этап промывки, затем контроля качества и упаковку. После этого линзы стерилизуют и отправляют на этап финишной упаковки. Хранятся такие линзы в специальных контейнерах, содержащих деминерализованную воду. При изготовлении ИОЛ из гидрофобного акрила, поскольку материал является слишком мягким, механическую обработку следует проводить при температурах, при которых материал будет достаточно твердым. Технологический процесс производства таких линз аналогичен технологическому процессу производства линз из гидрофильного акрила, за исключением этапа гидротации, который в данном случае минуют за ненадобностью.

На этапе контроля качества у линз проверяется шероховатость, качество механической обработки поверхностей, а также значение оптической силы, МПФ и число Штрелля. Для этих целей могут использоваться такие приборы контроля, как: интерферометр Optowave-40, микроскоп Vision SX-45, Lambda-X MPTF или другие.

Расчет монофокальных интраокулярных линз производится по правилам геометрической оптики. Для вычисления оптической силы линзы воспользуемся формулой[1]:

$$\Phi = 1000 \left[\left(\frac{n_2 - n_1}{r_1} + \frac{n_3 - n_2}{r_2} \right) - \frac{(n_2 - n_1)(n_3 - n_2)}{n_2 r_1 r_2} d \right],$$

где n_1, n_3 – соответственно показатели преломления среды, находящейся перед линзой и после линзы, n_2 – показатель преломления материала ИОЛ, r_1, r_2 – радиусы кривизны соответственно передней поверхности линзы и задней, d – толщина линзы по оси.

Также при расчете ИОЛ необходимо учитывать коэффициент гидротации, который показывает, во сколько раз изменяются геометрические размеры линзы при напитывании ею влагой, а также то, что линзы рассчитывается для условий *in situ*. Если принять, что линзы имеет одинаковые значения радиусов поверхностей, то, зная требуемое значение оптической силы и материал, из которого она изготовлена, можно вычислить значения этих радиусов, приняв толщину равной 0.7...1.3 мм. Дальнейшую коррекцию этих значений можно произвести путем оптимизации в программе «Zemax», моделируя систему «ИОЛ + глаз». В данном случае используется эквивалентная модель глаза, обладающая теми же оптическими характеристиками, что и настоящий глаз.

Литература

1. Заказов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.И. Теория оптических систем. Москва: Лань, 2008.
2. ГОСТ 31580.2-2012. Импланты офтальмологические. Интраокулярные линзы. Часть 2. Оптические свойства и методы испытаний. – Москва: Стандартинформ, 2013. – 27 с.

ДИАГНОСТИКА СТАРЕНИЯ НЕКОТОРЫХ МАСЛЯНЫХ КРАСОК С ПОМОЩЬЮ ИК-ФУРЬЕ СПЕКТРОСКОПИИ

Крамарев Е.Г., Балахнина И.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: kramarev.eg17@physics.msu.ru

В современном мире при работе с объектами культурного наследия применяются методы научной реставрации, включающие в себя научно-техническое исследование, позволяющее идентифицировать состав и оценить состояние объекта. Проблема деградации объектов культурного наследия со временем хорошо известна, так например, может меняться красочный слой картины. Красочный слой произведения масляной живописи представляет собой нанесенную на холст краску, состоящую из пигмента и связующего (масла). Известно, что изменение со временем красочного слоя сопровождается изменением его оптических характеристик (цвета) и молекулярной структуры [1]. Естественное старение, происходящее с картиной годами, может быть ускорено термическим старением [2]. Однако изменения, происходящие в красках на молекулярном уровне, при искусственном старении недостаточно изучены. В работе была поставлена задача сравнить изменения модельных образцов красочного слоя, происходящие при естественном и термическом старении.

Колебательная спектроскопия позволяет исследовать структуру молекул вещества за счет изучения спектров, обусловленных квантовыми переходами между колебательными уровнями энергии молекул. Метод широко используется для анализа объектов культурного наследия, так как спектральный диапазон измерений включает в себя область «отпечатков пальцев», в которой спектры даже структурно близких гомологов отличаются друг от друга. Одним из методов колебательной спектроскопии является инфракрасная спектроскопия.

Для решения поставленной задачи были приготовлены образцы красочных слоев на основе различных пигментов и льняного масла. Образцы хранились при комнатной

температуре без контроля влажности и без доступа света. В процессе хранения было произведено четыре измерения ИК спектров образцов: через 2,5, 5, 7,5 и 12 месяцев после нанесения. После естественного старения в течение 12 месяцев образцы помещались в сушильный шкаф при температуре 80°C на 16,5 часов. После воздействия были измерены их ИК спектры.

В работе измерения колебательных спектров проводились на ИК-Фурье спектрометре Nicolet 6700 (Thermo Electron Corporation) с использованием приставки нарушенного полного внутреннего отражения Smart Orbit, что обусловлено непрозрачностью исследуемых образцов. Диапазон измерений составлял 400-4000 см⁻¹. Спектральное разрешение – 2 см⁻¹, время измерения одного спектра – 300 секунд.

Для количественного определения изменения цвета образцов измерялись спектры электронного поглощения на спектрофотометре Evolution 220 (Thermo Electron Corporation). Диапазон измерений составлял 380-730 нм, спектральное разрешение – 1 нм. Полученные спектры были преобразованы в цветовые координаты пространства CIE L*a*b*.

Для сравнения ИК спектров был применен метод разложения спектра на гауссовы составляющие. Результаты исследования показали, что при старении происходят изменения молекулярной структуры, причем в ИК спектрах преимущественно меняются характеристические линии льняного масла.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ №17-06-00636 «Определение результатов физико-химического воздействия на краски, использовавшиеся на различных этапах истории живописи, при помощи оптической спектроскопии».

Литература

1. Van der Weerd, J., van Loon, A., Boon, J.J. FTIR Studies of the Effects of Pigments on the Aging of Oil // Studies in conservation 50(1):3-22 January 2005
2. Lazzari, M. Chiantore O. Drying and oxidative degradation of linseed oil // Polymer Degradation and Stability 65 (1999) 300-313

ТРЕХМЕРНЫЕ ПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛИНЗЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ДВУХФОТОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЛИТОГРАФИЕЙ С ПОСЛЕДУЮЩИМ ОТЖИГОМ

Кулагин Г.Е.¹

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kulagin.ge16@physics.msu.ru

Рентгеновское излучение используется для решения большого круга задач современной науки. Для фокусировки рентгеновского излучения широко применяются составные преломляющие рентгеновские линзы (СПРЛ) [1]. К плюсам СПРЛ относятся их компактный размер, широкий диапазон доступных фокусных расстояний и широкий диапазон рабочих энергий (10 – 100 кэВ). Двухфотонная литография сочетает в себе полную геометрическую свободу с разрешением 100 нм и успешно применяется для создания СПРЛ из полимерного материала [2,3]. Однако полимеры могут деградировать в интенсивных рентгеновских пучках, что приводит к ухудшению фокусирующих характеристик [4]. Медленное нагревание полимерной микроструктуры в инертной атмосфере (пиролиз) приводит к удалению большинства органических компонентов из полимерного материала. При этом возможно сохранение геометрии микроструктуры с изотропным изменением ее размера [5,6]. Полимерный материал во время пиролиза превращается в углерод или керамику в зависимости от состава исходного полимера [5,6]. В этой работе представлен новый подход к производству преломляющих 3D линз с малым радиусом кривизны и высокой стойкостью в рентгеновском пучке.

Структура была произведена стандартным методом двухфотонной литографии [2]. Для производства в качестве материала был использован фоторезист ORMOCOMP от Micro Resist Technology GmbH. Процесс печати осуществлялся послойно с линейным заполнением. Параметры экспозиции: средняя падающая мощность составила 30 мВт, скорость движения луча – 1200 мкм/сек. Линза представляет собой две вогнутые параболические полости. Апертура каждой линзы до пиролиза составляла 28 мкм, а радиус кривизны параболического профиля – 5 мкм. Линзу поставили на 4 ножки для обеспечения изотропной деформации и равномерного уменьшения размера линзы (Рис. 1 а). Для пиролиза использовалась трубчатая печь, в которую помещался образец и постоянно подавался аргон. Пиролиз состоял из 4-х этапов, в процессе которых структура нагревалась до конечной температуры 690 °С и находилась при этой температуре 1 час [7]. Микроструктура была охарактеризована методом сканирующей электронной микроскопии до и после пиролиза (рис. 1 б, в). Процесс пиролиза привел к уменьшению размеров примерно в 2,3 раза (рис. 1 в).

Для исследования химического состава использовался метод энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. После пиролиза микроструктура состоит преимущественно из Si и O (таблица 1), что предположительно сделает её более устойчивой к рентгеновскому излучению. Сопутствующее уменьшение размера в 2,3 раза делает этот подход перспективным для изготовления линз с очень малыми радиусами кривизны. Для подтверждения этих утверждений потребуются дополнительные исследования.

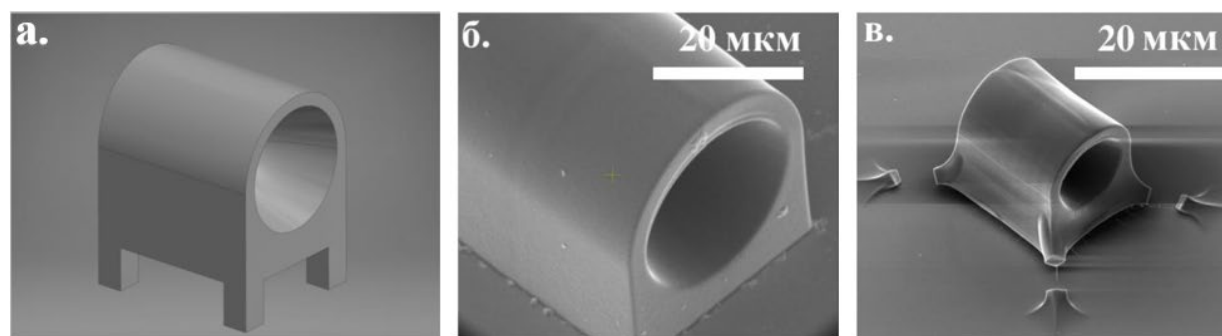


Рис. 1. а) 3D модель отдельной линзы. б) фотография линзы до пиролиза, полученная методом сканирующей электронной микроскопии. в) фотография линзы после пиролиза, полученная методом сканирующей электронной микроскопии.

Таблица 1. Нормированные интенсивности сигналов рентгеновской спектроскопии для C, Si, O и S.

	C, отн. ед.	Si, отн. ед.	O, отн. ед.	S, отн. ед.
До пиролиза	58	4	35	3
После пиролиза	8	73	19	0

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 19-32-70052.

Литература

- [1] Ice, G. E., Budai, J. D., & Pang, J. W. (2011). The race to x-ray microbeam and nanobeam science. *Science*, 334(6060), 1234-1239.
- [2] A. K. Petrov, V. O. Bessonov, K. A. Abrashitova, N. G. Kokareva, K. R. Safronov, A. A. Barannikov, P. A. Ershov, N. B. Klimova, I. I. Lyatun, V. A. Yunkin, M. Polikarpov, I. Snigireva, A. A. Fedyanin, and A. Snigirev, “Polymer X-ray refractive nano-lenses fabricated by additive technology,” *Opt. Express* 25, 14173–14181 (2017).

[3] T. dos Santos Rolo, S. Reich, D. Karpov, S. Gasilov, D. Kunka, E. Fohtung, T. Baumbach, and A. Plech, "A Shack-Hartmann Sensor for Single-Shot Multi-Contrast Imaging with Hard X-rays," *Appl. Sci.* 8 (2018).

[4] Coffey, T., Urquhart, S. G., & Ade, H. (2002). Characterization of the effects of soft X-ray irradiation on polymers. *Journal of electron spectroscopy and related phenomena*, 122(1), 65-78.

[5] Martinez-Duarte, R. (2014). SU-8 Photolithography as a Toolbox for Carbon MEMS. *Micromachines*, 5(3), 766-782.

[6] Gailevičius, D., Padolskytė, V., Mikoliūnaitė, L., Šakirzanovas, S., Juodkazis, S., & Malinauskas, M. (2019). Additive-manufacturing of 3D glass-ceramics down to nanoscale resolution. *Nanoscale Horizons*.

[7] G. Seniutinas, A. Weberab, C. Padestea, I. Sakellaric, M. Farsaric, C. David, "Beyond 100 nm resolution in 3D laser lithography — Post processing solutions," *Microelectronic Engineering* 191, Pages 25-31 (2018).

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И ЛОКАЛЬНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НА ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $ZrO_2-Sc_2O_3-R_2O_3-Eu_2O_3$ ($R - Y, Yb, Gd, Ce$)

Ларина Н.А

Нац. Исслед. Мордовский ГУ им. Н.П. Огарева, Саранск, Россия

E-mail: saharova.1996@mail.ru

Твердые растворы на основе диоксида циркония используются в твердооксидных топливных элементах в качестве электролитических мембран. Наличие кислородных вакансий, образующихся при стабилизации высокотемпературных тетрагональной и кубической фаз диоксида циркония, обеспечивает ионную проводимость этих твердых растворов [1].

Ионная проводимость материалов на основе диоксида циркония зависит от многих факторов. Основными из них являются особенности фазового состава и локальной кристаллической структуры материалов, которые определяются видом и концентрацией стабилизирующих оксидов [2-4].

Перспективными материалами для использования в качестве твердых электролитов наряду с твердыми растворами на основе диоксида циркония стабилизированными оксидами иттрия являются кристаллы диоксида циркония, стабилизированные оксидом скандия. Так, в работе [5] показано, что системы $ZrO_2-Sc_2O_3$ характеризуются более высокими значениями ионной проводимости по сравнению с системами $ZrO_2-Y_2O_3$. Однако при увеличении температуры, системы на основе $ZrO_2-Sc_2O_3$ испытывают фазовый переход из кубической в ромбоэдрическую фазу, в результате чего наблюдается деградация их транспортных свойств в процессе эксплуатации. Для повышения стабильности характеристик и сохранения высокой проводимости твердых электролитов используют солегирирование $ZrO_2-Sc_2O_3$ оксидами иттрия и другими различными оксидами.

Результаты работ [6-9] свидетельствуют о том, что метод оптической спектроскопии с использованием ионов Eu^{3+} в качестве спектроскопического зонда является эффективным методом выявления особенностей локальной структуры материалов на основе ZrO_2 , которая формируется с учетом кислородных вакансий. В работе [10] выявлена взаимосвязь между особенностями локальной структуры твердых растворов $ZrO_2-Y_2O_3$ и их ионной проводимостью.

В настоящей работе методами рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния света выполнены исследования фазового состава монокристаллов $ZrO_2-Sc_2O_3-R_2O_3-Eu_2O_3$ ($R - Y, Yb, Gd, Ce$), полученных методом направленной кристаллизации расплава с использованием прямого высокочастотного нагрева в хо-

лодном контейнере. Методом оптической спектроскопии с использованием ионов Eu^{3+} в качестве спектроскопического зонда выявлены особенности локальной структуры данных материалов. Также выявлена взаимосвязь локальной структуры и ионной проводимости для данных твердых растворов.

Кристаллы, исследуемые в настоящей работе, были выращены в лаборатории «Финанит» Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН под руководством Ломоновой Е.Е.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ_а, № 16-02-00457.

Литература

1. Кузьминов Ю.С., и др. Тугоплавкие материалы из холодного тигля, М.: Наука, 2004.
2. Catlow C.R.A. Transport in doped fluorite oxides // *Solid State Ionics*. 1984. V. 12. P. 67-73.
3. Заводинский В.Г. О механизме ионной проводимости в стабилизированном кубическом диоксиде циркония // *ФТТ*. 2004. Т. 46. С. 441-445.
4. Yugami H., et al. Relationship between local structures and ionic conductivity in $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3$ studied by site-selective spectroscopy // *Phys. Rev.* 1991. V. 44. P. 9214-9222.
5. Kilner J.A., et al. The effects of dopant cation-oxygen vacancy complexes on the anion transport properties of non-stoichiometric fluorite oxides // *Solid State Ionics*. 1982. V. 6. P. 253-259.
6. Dexpert-Ghys J., et al. Site selective spectroscopy and structural analysis of yttria-doped zirconias // *Journal of Solid State Chemistry*. 1984. V. 54. P. 179-192.
7. Воронько Ю.К., и др. Комбинационное рассеяние света в монокристаллах $\text{ZrO}_2\text{-Gd}_2\text{O}_3$ и $\text{ZrO}_2\text{-Eu}_2\text{O}_3$ с тетрагональной структурой // *Опт. и спектр.* 1981. Т. 51. № 4. С. 569-571.
8. Борик М.А., и др. Спектроскопия оптических центров ионов Eu^{3+} в кристаллах частично стабилизированного и стабилизированного диоксида циркония // *Опт. и спектр.* 2017. Т. 122. № 4. С. 599-606.
9. Borik M.A., et al. Spectroscopy of optical centers of Eu^{3+} ions in $\text{ZrO}_2\text{-Gd}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$ crystals // *Journal of luminescence*. 2018. V. 200. P. 66-73.
10. Borik M.A., et al. Features of the local structure and transport properties of $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Eu}_2\text{O}_3$ solid solutions // *J. Alloys and Compaunds*. 2019. V. 770. P. 320-32

МЕХАНИЧЕСКИЙ МЕТОД СОЗДАНИЯ НАНОСТРУКТУР И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ В МАГНИТООПТИКЕ.

Луценко С.В., Белотелов В.И.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: savlucenko@yandex.ru

В настоящее время широкий интерес представляет исследование магнитооптических эффектов в магнитоплазменных кристаллах. Это связано с возможностью локализации электромагнитного излучения на масштабы меньшие, чем длина волны света, за счет возбуждения связанного плазмон-поляритонного резонанса. Благодаря этому удастся достичь усиления магнитооптических эффектов в структурах с тонкими магнитными слоями [1].

В данной работе было исследовано влияние наноструктурирования металлического слоя магнитоплазменного кристалла на экваториальный магнитооптический эффект Керра. Он заключается в изменении интенсивности прошедшего через образец света. Поверхностные плазмон-поляритонные волны представляют собой связанные колебания электромагнитного поля и электронного газа металла, распространяющиеся вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком. При этом электромагнитное поле волны локализовано вблизи границы между двумя средами.

Особенность исследуемого образца состоит в методе его изготовления [2]. Для структурирования металлического слоя используется нанолитография. Она обеспечивает быстрое вдавливание металлического слоя с помощью острого монокристаллического алмазного наконечника этот метод позволяет создавать решетки в которых должны наблюдаться поверхностные плазмон-поляритоны большей добротности в отличии от решеток изготовленных другими методами, как например, посредством травления в плазме.

Для теоретического подтверждения и обоснования этого предположения используется программа, написанная на базе «MatLab» Метод связанных мод пространства Фурье (RCWA) применяется для расчета оптического отклика структурированных многослойных сред, каждый слой которых является либо однородным, либо периодическим в одном или в двух направлениях. Метод основан на том, что уравнения Максвелла решаются в усеченном Фурье-пространстве, причем для достижения хорошей сходимости при этом применяются специальные правила факторизации. Уравнения Максвелла принимают вид задачи на собственные значения для нахождения блоховских волн каждого слоя. Найденный вид блоховских волн и учет граничных условий на границе слоев позволяет построить матрицу рассеяния, с помощью которой определяются коэффициенты оптического отражения, пропускания и поглощения, состояния поляризации отраженной и прошедшей волн. Дифракционные эффективности, а также распределение электромагнитного поля в среде. Имеющаяся программная реализация позволяет учитывать оптическую анизотропию, а также магнитооптические свойства материалов в любой конфигурации намагниченности.

Литература

1. Belotelov, V. I., et al. "Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals." *Nature Nanotechnology* 6, 370. (2011)
2. Temiryazev, A. "Pulse force nanolithography on hard surfaces using atomic force microscopy with a sharp single-crystal diamond tip." *Diamond and Related Materials* 48, 60-64 (2014).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУР, СОДЕРЖАЩИХ ЧАСТИЧНО ПРОТРАВЛЕННЫЙ ЗОЛОТОЙ СЛОЙ

Мандрик М.П.

*МГУ имени Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
mandrik.mp15@physics.msu.ru*

Одна из актуальных задач магнитооптики – поиск способа усиление магнитооптических эффектов. С помощью структурирования среды в фотонных и плазмонных кристаллах удаётся получить многократное усиление экваториального магнитооптического эффекта Керра за счет возбуждения поверхностного плазмон-поляритона [1].

Металло-диэлектрические плазмонные структуры с металлическими наноантеннами особенно интересны тем, что в них может возбуждаться локализованный плазмонный резонанс, концентрирующей энергию электромагнитного поля в области меньше длины световой волны [2]. Это свойство позволяет достигать той же величины магнитооптических эффектов на меньших масштабах, что важно для таких приложений как оптическое переключение намагниченности, управление светом, высокоточные магнитооптические детекторы и др. Однако, существует проблема нанесения металлических наноантенн с наименьшим влиянием на магнитный диэлектрический слой. Поиск путей решения этой проблемы составляет нашу основную задачу.

Для изготовления нашего образца на подложку из гадолиний-галлиевого граната наносили методом импульсного лазерного охлаждения 50 нм слой железо-замещенного

граната. Затем методом магнетронного распыления нанесли 35 нм слой золота, который покрыли резистивной маской с помощью электронно-лучевой литографии. Ионным травлением образца в одночастотном разряде аргон-ионной плазмы получили массив металлических наноплазмонных дисковой и прямоугольной формы толщиной 25 нм, расположенный на 10 нм слое недотравленного золота. Были изучены магнитные и оптические свойства такой структуры и продемонстрировано возбуждение различных типов резонансов, включая и локализованный поверхностный.

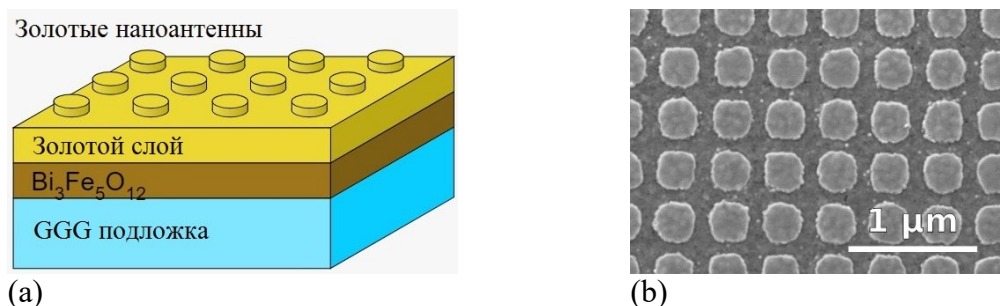


Рис. 1. (а) Схема слоев плазмонной структуры. (б) Изображение наноструктуры образца полученное на сканирующем электронном микроскопе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-72-20260.

Литература

1. V.I. Belotelov, et al. "Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals." *Nature Nanotechnology*, **6**, 370 (2011).
2. E. Almpanis, et al. "Metal-nanoparticle arrays on a magnetic garnet film for tunable plasmon-enhanced Faraday rotation." *JOSA B*, **33**, 2609-2616 (2016).

ГИГАНТСКОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОРГАНОЛЮМИНОФОРОВ, АДСОРБИРОВАННЫХ НА КВАРЦЕВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ, МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ГИДРОЗОЛЯМИ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА ВАРЬИРУЕМОГО РАЗМЕРА

Матвеева К.И., Зюбин А.Ю., Самусев И.Г.

Балтийский ФУ им. Иммануила Канта, Калининград, Россия

E-mail: matveeva.k.i@inbox.ru

Спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) применяется для безметочного молекулярного анализа и может быть использована для определения широкого спектра соединений. Так, спектроскопия ГКР может применяться для анализа ДНК [3], лекарственных препаратов [6], пищевых добавок [4], клеток и спор [1], бактериальных клеток [5].

Главной особенностью спектроскопии ГКР является присутствие наночастицы (НЧ) металла (например, золота или серебра), находящейся в контакте с аналитом. Применение спектроскопии ГКР обеспечивает быструю и надежную идентификацию соединений в области «отпечатка пальца»; в перспективе спектроскопия ГКР может выступать мощным аналитическим инструментом для точного, специфичного и повторяемого анализа структуры молекул [2].

В данной работе отражены результаты исследований по разработке методологии создания модифицированных гидрозолями серебряных наночастиц размером 20 нм, 44 нм, 80 нм кварцевых поверхностей. Показано, что порядок усиления сигнала комбинационного рассеяния света поверхностными плазмонами наночастиц серебра для моле-

кул красителя родамина 6Ж может достигать 10^3 раз. Для создания наночастиц серебра в работе использовался контролируемый синтез гидрозолей серебра методами восстановления соли AgNO_3 цитратом натрия, боргидратом натрия, а также модифицированным комбинированным методом. Размер полученных частиц и свойства плазмонного поглощения гидрозолей были исследованы с помощью фотокорреляционной спектроскопии, спектроскопии поглощения соответственно. Для исследования спектров гигантского комбинационного рассеяния использовался спектрометр комбинационного рассеяния Centaur U HR (ООО «Наноскантехнология», Россия и ЗАО «SolarLS», Республика Беларусь), на котором, помощью гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм) мощностью 3,7 мВт были получены спектры гигантского комбинационного рассеяния молекул родамина 6Ж ($C=5 \cdot 10^{-4}$) адсорбированных на 1,2,3 слоях последовательно нанесенных на кварцевое стекло гидрозолей. Для каждого образца был рассчитан порядок усиления сигнала комбинационного рассеяния.

В работе показана перспективность использования предложенного подхода как эффективного метода для дальнейшего исследования широкого круга аналитов с помощью спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния.

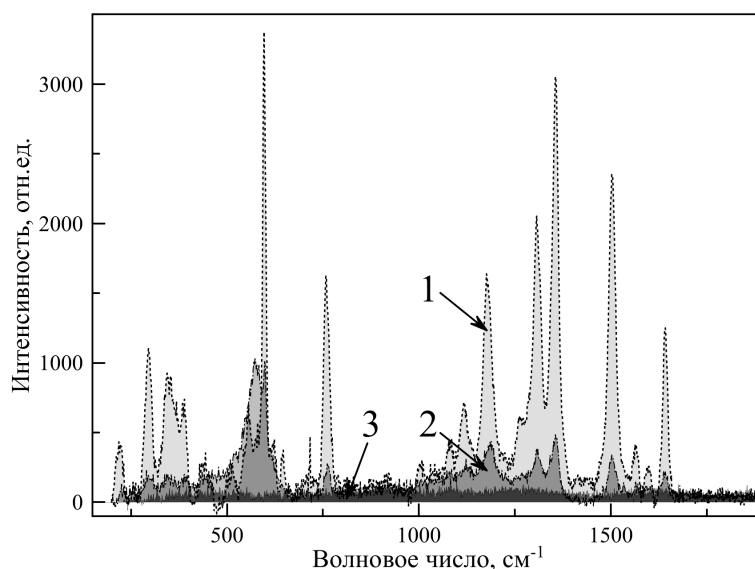


Рис. 1. Спектры гигантского комбинационного рассеяния родамина 6Ж: 1) на поверхности серебряных наночастиц размером 44 нм, адсорбированных одним слоем на кварцевое стекло; 2) на поверхности серебряных наночастиц размером 44 нм, адсорбированных тремя слоями на кварцевое стекло; 3) адсорбированных на поверхности кварцевого стекла без наночастиц.

Литература

1. Alexander T. A., Le D. M. Characterization of a commercialized SERS-active substrate and its application to the identification of intact *Bacillus endospores* // *Applied optics*. 2007. Т. 46. – №. 18. – С. 3878-3890.
2. Demirel M. C. et al. Bio-organism sensing via surface enhanced Raman spectroscopy on controlled metal/polymer nanostructured substrates // *Biointerphases*. 2009. Т. 4. №. 2. С. 35-41..
3. Kneipp K. et al. Detection and identification of a single DNA base molecule using surface-enhanced Raman scattering (SERS) // *Physical Review E*. – 1998. – Т. 57. №. 6. С. R6281
4. Lin M. et al. Detection of melamine in gluten, chicken feed, and processed foods using surface enhanced Raman spectroscopy and HPLC // *Journal of food science*. 2008. Т. 73. – №. 8.
5. Sharma B. et al. SERS: materials, applications, and the future // *Materials today*. 2012. Т. 15. №. 1. С. 16-25.
6. Stokes R. J. et al. Surface-enhanced Raman scattering spectroscopy as a sensitive and selective technique for the detection of folic acid in water and human serum // *Applied spectroscopy*. 2008. Т. 62. №. 4. С. 371-376.

СПЕКТРОСКОПИЯ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ РУБИДИЯ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Машко А.М.², Мейстерсон А.А.³, Афанасьев А.Е.¹¹Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк, Россия²НИУ «Высшая школа экономики», факультет физики, Москва, Россия³МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail: nasyok-97@bk.ru

Использование атомной дипольной ловушки нашло применение не только в фундаментальных исследованиях, но и имеет множество прикладных аспектов: для создания оптических атомных часов, источников единичных фотонов и экспериментов в области квантовой информатики [5]. Одним из основных факторов, ограничивающим использование дипольных ловушек, является переменный эффект Штарка [6]. Взаимодействие атомов с локализирующим потенциалом приводит к сдвигу и неоднородному уширению измеряемых спектральных линий локализованных атомов. Одним из возможных подходов, позволяющих минимизировать такое воздействие, является переменное воздействие на атомы локализирующего и зондирующего лазерных полей. Такой подход был впервые предложен в работе [3] и получил своё дальнейшее развитие, в частности, для построения источников единичных фотонов с использованием единичных локализованных атомов [4]. Однако все экспериментальные исследования проводятся с использованием модуляции локализирующего лазерного излучения с малой скважностью, которая определяется скоростью используемых акустооптических или механических модуляторов интенсивности.

Предельным случаем использования импульсного взаимодействия атома с локализирующим полем является использование лазерного излучения фемтосекундной длительности, которое не требует дополнительных модуляторов интенсивности. Впервые использование такого излучения для локализации атомов дипольной силой было предложено в работах [2,7]. Сокращение длительности импульса уменьшает временной интервал, в течение которого атом находится в лазерном поле. В случае использования импульсов фемтосекундной длительности, время взаимодействия атома с полем составляет всего 10^{-7} - 10^{-8} от полного времени локализации, таким образом, атом остается свободным более 90% времени локализации.

Экспериментальная демонстрация локализации атомов импульсным полем фемтосекундной длительности была недавно произведена в Лаборатории лазерной спектроскопии Института спектроскопии РАН [1]. Это позволило начать исследования спектральных свойств атомов локализованных в дипольной ловушке сформированной импульсным лазерным излучением фемтосекундной длительности. В данной работе представлены предварительные результаты таких исследований.

На рисунке 1 представлены экспериментальные данные сравнения спектров атомов рубидия, локализованных в импульсной ловушке, и в ловушке, образованной непрерывным лазерным излучением. Было обнаружено, что спектральные характеристики атомов, локализованных полем импульсного лазерного излучения фемтосекундной длительности и непрерывным лазерным излучением – идентичны (при условии равенства интенсивностей используемых лазерных полей). Как и в случае использования непрерывного излучения, при использовании импульсного лазерного излучения наблюдается сдвиг и уширение спектральной линии поглощения на исследуемом переходе $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$.

Первые экспериментальные исследования спектральных свойств атомов, локализованных в поле импульсного лазерного излучения фемтосекундной длительности, не позволяют говорить о преимуществе данного метода локализации перед использованием непрерывного излучения. Однако существенным фактором в данном случае является спектральная ширина импульсного излучения, которая много больше сверхтонкого

расщепления как основного, так и возбужденного состояний. Это позволяет говорить о возможном наличии эффектов, связанных с наведённой импульсным лазерным излучением когерентностью уровней сверхтонкого расщепления основного состояния. Экспериментальный поиск данных эффектов в настоящее время производится.

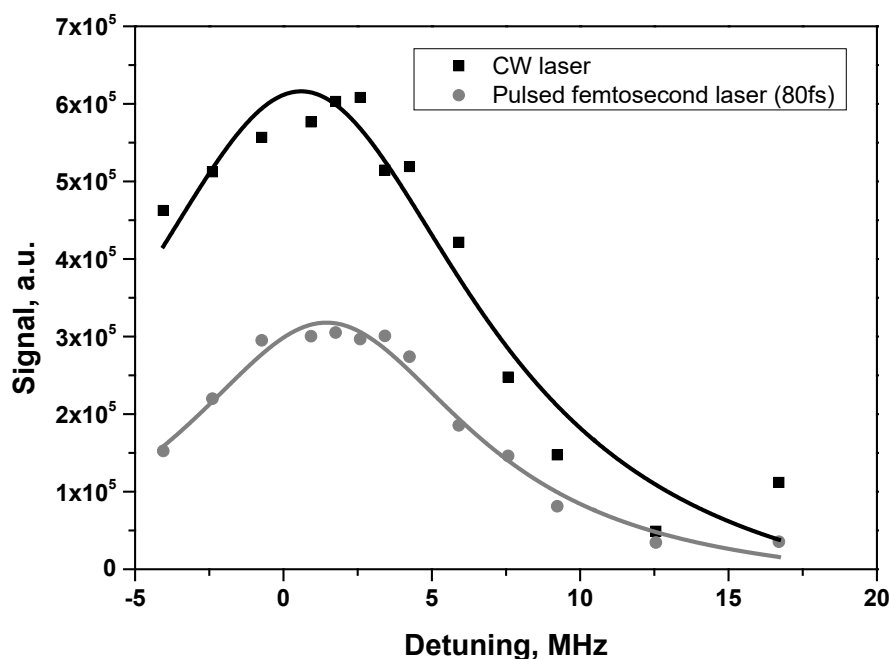


Рис. 1. Спектроскопия атомов локализованных полями непрерывного излучения (CW laser) и полями лазерных фемтоимпульсов (pulsed femtosecond laser)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00429 и непосредственном участии к.ф.-м.н. П.Н. Мелентьева и д.ф.-м.н. В.И. Балыкина.

Литература

1. Afanasiev A.E. et al. // Proceedings of 8th International Symposium “Modern Problems of Laser Physics” (MPLP-2018) – 2018. – P.27.
2. Balykin V. I. Motion of an atom under the effect of femtosecond laser pulses: From chaos to spatial localization // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 2005. – V. 81. – №. 5. – P. 209-213.
3. Dalibard J., Reynaud S., Cohen-Tannoudji C. Proposals of stable optical traps for neutral atoms // Opt. Commun. – 1983. – V. 47. – P. 395.
4. Garcia S. et al. Fiber-pigtailed optical tweezer for single-atom trapping and single-photon generation // Applied Physics Letters. – 2013. – V. 103. – №. 11. – P. 114103.
5. Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y. B. Optical dipole traps for neutral atoms // Adv. At. Mol. Opt. Phys. – 2000. – V. 42. – P. 95.
6. Metcalf H. J., Van der Straten P. Laser Cooling and Trapping // Springer, New York. – 1999. – V. 2. – №. 2.1. – P. 2-3.
7. Yanyushev D. N. et al. Dynamics of atoms in a femtosecond optical dipole trap // Physical Review A. – 2013. – V. 87. – №. 3. – P. 033411.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМОВ
ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Мейстерсон А.А.³, Машко А.М.², Афанасьев А.Е.¹

¹Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк, Россия

²НИУ «Высшая школа экономики», Москва, Россия

³МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail: anna.mejsterson@mail.ru

Локализация нейтральных атомов с использованием дипольной силы лежит в основе многих подходов как фундаментальной, так и прикладной физики. В последние годы активно развивается использование таких систем в области квантовой технологии, например, в квантовых вычислениях и квантовых симуляторах [4]. Чаще всего дипольные ловушки для нейтральных атомов формируются с использованием излучения непрерывных лазеров. Это ограничивает точность проведения спектральных измерений, проводимых с локализованными атомами в силу спектральных сдвигов и уширения спектра, вызванных переменным эффектом Штарка [5].

Одним из направлений уменьшения влияния локализуемого потенциала на свойства атомов является использование импульсного взаимодействия атомов с электромагнитным полем, формирующим дипольную силу. Данный подход был предложен в работе [3]. Предельным случаем использования импульсного взаимодействия атома с локализуемым полем является использование лазерного излучения фемтосекундной длительности для формирования требуемой силы, который был предложен в работах [2,6]. Можно показать, что при использовании лазерного излучения фемтосекундной длительности атом находится в свободном состоянии более 99% от общего времени локализации. К настоящему моменту времени была экспериментально продемонстрирована локализация атомов импульсным полем с длительностью более 1 пс [1].

В нашей работе мы впервые экспериментально реализовали атомную дипольную ловушку с использованием фемтосекундного лазерного излучения (около 100 фс). Основным каналом потерь атомов, препятствующим формированию локализации атомов, является процесс нагрева, вызванный диффузией импульса атома, в следствии флуктуаций дипольной силы. Данный канал нагрева мал при использовании непрерывного лазерного излучения для формирования дипольной локализации атомов. Однако высокие пиковые интенсивности импульсного лазерного излучения резко увеличивают диффузию импульса локализованных атомов, что ведёт к их потере. Реализация устойчивой дипольной ловушки с использованием импульсного фемтосекундного излучения возможна только при низкой средней мощности лазерного поля. Проведённые экспериментальные исследования согласуются с теоретическими расчетами и показывают, что увеличение средней мощности лазера приводит к уменьшению времени жизни локализованных атомов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №18-02-00429 и непосредственном участии к.ф.-м.н. П.Н. Мелентьева и д.ф.-м.н. В.И. Балыкина

Литература:

1. Clarke R.B.M., Graf T., Riis E., “Dipole traps with mode-locked lasers”, Appl. Phys. B 70, 695–700 (2000).
2. Balykin V. I., “Motion of an Atom under the Effect of Femtosecond Laser Pulses: From Chaos to partial Localisation”, JETP Letters, Vol. 81, 209, (2005).
3. Dalibard J., Reynaud S., Cohen-Tannoudji C. Proposals of stable optical traps for neutral atoms // Opt. Commun. – 1983. – V. 47. – P. 395.
4. Grimm R., Weidemuller M. and Ovchinnikov Y. B., “Optical dipole traps for neutral atoms”, Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42, 95 (2000).
5. Metcalf H.J. and Van der Straten P., “Laser cooling and trapping”, (Springer, New York, 1999).

6. Yanyshev D.N., Balykin V.I., Vladimirova Y.V., and Zadkov V.N., “Dynamics of atoms in a femtosecond optical dipole trap”, Phys. Rev. A, 87, 033411 (2013).

ОПТОМЕХАНИЧЕСКАЯ ЖЕСТКОСТЬ НА ОСНОВЕ ДИССИПАТИВНОЙ СВЯЗИ

Назмиев А.И.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: nazmiev.ai15@physics.msu.ru

Обнаружение гравитационных волн – актуальная современная проблема [1]. Это сложнейшая задача экспериментальной физики, так как гравитационное взаимодействие крайне слабо и проявляется на масштабах порядка 10^{-19} м. Для детектирования таких смещений необходимы прецизионные измерительные приборы. В настоящий момент научное сообщество LIGO (LIGO Scientific Collaboration, LSC) ведет разработку интерферометров третьего поколения LIGO-III, которые должны быть способны обнаружить силы, по величине меньшие стандартного квантового предела измерения силы [2], следующего из соотношения неопределенностей Гейзенберга.

Взаимодействие светового излучения в оптическом резонаторе со свободной массой позволяет с высокой точностью измерить её положение [3]. Среди множества видов оптомеханических взаимодействий диссипативная связь занимает особое место. Она характеризуется зависимостью коэффициента затухания резонатора от механической координаты. Диссипативная связь была предложена теоретически [4] и реализована экспериментально [5] около десяти лет назад.

В данной работе показано, что в интерферометре Фабри-Перо с чистой диссипативной оптомеханической связью и расстроенной накачкой можно получить стабильную оптическую жесткость. Были получены условия стабильности жесткости и проанализировано оптическое обнаружение слабой классической силы с помощью такой жесткости. Чувствительность измерения слабой силы может быть лучше стандартного квантового предела.

Литература

1. В.Б. Брагинский, И.А. Биленко, С.П. Вятчанин, М.Л. Городецкий, В.П. Митрофанов, Л.Г. Прохоров, С.Е. Стрыгин и Ф.Я. Халили, Успехи физических наук, 186 (2016) 968.
2. В. Б. Брагинский, ЖЭТФ 53 (1968) 1434
3. Y. Aso, Y. Michimura, K. Somiya, M. Ando, O. Miyakawa, T. Sekiguchi, D. Tatsumi, and H. Yamamoto, Phys. Rev. D 88, 043007 (2013).
5. F. Elste and S.M. Girvin and A.A. Clerk, Physical Review Letters 102, 207209 (2009).
6. M. Li and W.H.P. Pernice and H.X. Tang, Physical Review Letters 103, 223901 (2009).

АНАЛИЗ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ СТЕРЕОСКОПИЧЕСКИХ ЭНДОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Наумов А.А.^{1,2}, Гореvoy А.В.^{1,2}, Мачихин А.С.^{1,2}, Батшев В.И.^{1,2},
Шарикова М.О.^{1,2}

¹НТЦ уникального приборостроения РАН, Москва, Россия

²МГТУ имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

E-mail: naumov.aa@ntcup.ru, gorevoy.a@gmail.com, machikhin@ntcup.ru,
batshev.vlad@gmail.com, sharikova.mo@ntcup.ru

Системы машинного зрения для контроля труднодоступных объектов широко используются на этапах производства, сборки и испытаний различных изделий в промышленности и медицине. С их помощью анализируют внешний вид объекта и кон-

тролируют его параметры. Используемая для этого видеоэндоскопическая аппаратура получила распространение как для наблюдения труднодоступных элементов различных объектов, так и для измерения их геометрических параметров. Эффективность ее применения в значительной степени определяется качеством получаемого изображения. Для определения пригодности видеоэндоскопической аппаратуры для решения конкретных задач необходима методика экспериментальной оценки качества эндоскопического изображения, основным показателем которого является модуляционная передаточная функция [1]. Ее измерение в различных точках изображения и сравнение с расчетной, полученной при моделировании, позволяет оценить качество изготовления и сборки видеоэндоскопа. Решение данной задачи осложняется спецификой эндоскопических оптических систем, наличием шумов, встроенных алгоритмов обработки сигналов и прочих факторов, присущих реальной оптико-электронной системе. В настоящей работе описан алгоритм автоматического вычисления модуляционной передаточной функции по эндоскопическим изображениям тест-объекта. Он основан на обнаружении на этом изображении границ, вычислении и обработке пограничных кривых. Проанализировано влияние на работу алгоритма различных факторов: условий съемки, темнового и геометрического шума, усиления и др. Алгоритм апробирован на многочисленных изображениях, полученных с помощью видеоэндоскопов, в том числе с помощью измерительного зонда на основе разработанной призмочно-линзовой оптической системы, формирующей два изображения наблюдаемого объекта, образующих стереопару, на одном матричном приемнике излучения.

Литература

1. Kenichiro Masaoka, Takayuki Yamashita, Yukihiro Nishida, and Masayuki Sugawara, "Modified slanted-edge method and multidirectional modulation transfer function estimation", OPTICS EXPRESS, Vol. 22, No. 5 (2014).

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ ОТ ВЕЛИЧИНЫ ТОКА ЧЕРЕЗ P-N-ПЕРЕХОД

Нургалиев Р.К., Алыкова О.М.

*Астраханский государственный университет, г. Астрахань
8(8512)24-64-75, radmir_kun@mail.ru*

В настоящее время, несмотря на широкое распространение полупроводниковых лазеров, очень ограничена информация о параметрах лазеров различных типов. Ряд характеристик, имеющих большое значение для использования таких источников для учебных целей и научных исследований, производители не приводят и не контролируют [1].

В ходе данной работы была разработана и создана экспериментальная установка, на которой реализовалась возможность провести запланированные исследования.

Разработана методика проведения и выполнен эксперимент при различных режимах работы лазерного модуля.

При проведении данной работы, использовался поляризационный светофильтр (ПС), который представляет собой анализатор поляризационных компонент излучения. При повороте ПС вокруг оптической оси происходит изменение интенсивности излучения, прошедшего ПС, которое регистрирует микроамперметр. При этом степень поляризации излучения можно определить по формуле:

$$P = \frac{(I_{\max} - I_{\min})}{I_{\max}} \quad (1)$$

где I_{\max} и I_{\min} соответствуют максимальному и минимальному значению интенсивности

излучения, прошедшего ПС, при повороте ПС вокруг оптической оси. В этом случае ($I_{max} - I_{min}$) определяет интенсивность линейно поляризованной компоненты излучения, I_{min} - интенсивность неполяризованной компоненты (ее интенсивность не изменяется при повороте ПС относительно оптической оси), а I_{max} – полную интенсивность излучения, прошедшего поляризационный светофильтр [2].

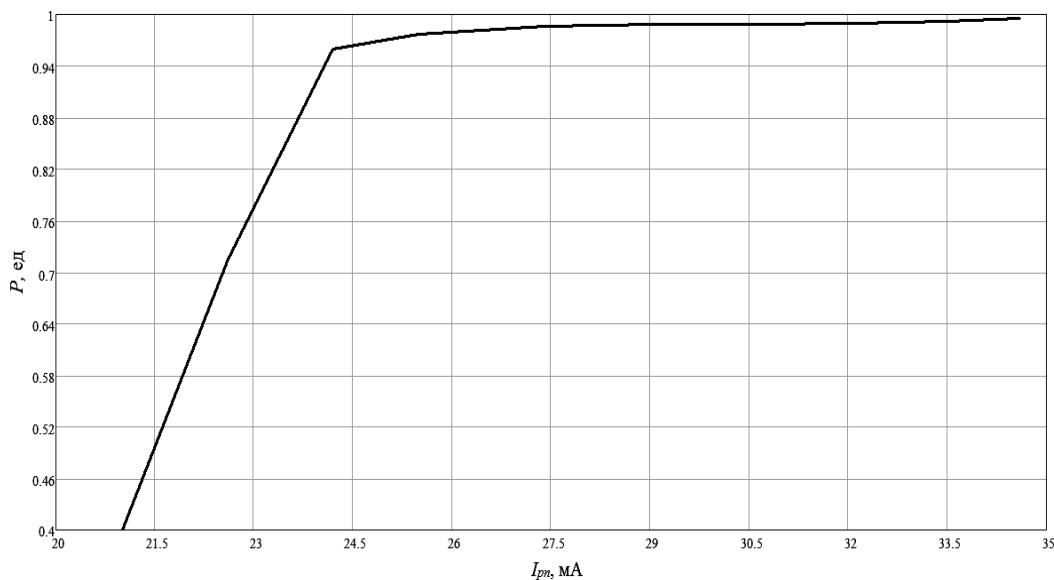


Рис. 1. График зависимости степени линейной поляризации P от I_{pn} через p - n переход.

Получены экспериментальные зависимости $I_{фд}$ от $U_{лм}$, выявлена точка перехода из светодиодного в лазерный режим работы лазерного модуля, степени его линейной поляризации от тока через p - n переход. Показано, что данные зависимости характеризуют степень когерентности излучения. Полученные результаты обработаны в пакете прикладных программ MathCAD 14.

Разработанные методики являются основой для дальнейшего исследования характеристик полупроводниковых лазеров и лазерных модулей различных типов. Несомненно, это послужит более широкому использованию полупроводниковых лазеров как наиболее доступных источников когерентного монохроматического излучения в учебном и научном эксперименте и других научно-технических приложениях.

Литература

1. Алыкова О.М., Алыкова А.Ф., Нургалиев Р.К. Экспериментальное изучение работы полупроводниковых излучателей в режиме светодиода и лазера (Москва - Звенигород, 2015.— С. 31-32)
2. А.С. Златов, А.П. Кушнарченко. Исследование параметров полупроводниковых лазеров. (Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2006)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕНТГЕНОВСКИХ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ЛИНЗ

Овчарук Е.А., Нарикович А.С., Лятун И.И., Зверев Д.А., Хегай А.Г.

Балтийский ФУ им. И. Канта, Калининград, Россия

E-mail: kln dhime@gmail.com

Одной из главных задач рентгеновской оптики является фокусировка рентгеновских лучей. Создание составных преломляющих линз (CRL), предложенных более два-

дцати лет назад [1], было решением этой задачи, а также положило основу дальнейшему развитию рентгеновской преломляющей оптики. Сегодня CRL с параболическим профилем состоят в числе наиболее передовых оптических компонентов для современных синхротронов по всему миру.

Оптические свойства CRL зависят от характеристик составляющих их материалов и от точности технологий производства оптической поверхности [2,3]. Для улучшения качества поверхности преломляющих линз, необходимы методы метрологической диагностики для точного измерения геометрических параметров CRL.

В данной работе мы представляем сравнение нескольких методов метрологического исследования рентгеновских преломляющих линз. Диагностика профилей линз была проведена с помощью лабораторных неразрушающих методов: конфокальной оптики, рентгеновской радиографии и томографии (Рис. 1), оптической микроскопии, а также радиографии с использованием синхротронного рентгеновского излучения. Комплексный лабораторный подход позволяет контролировать геометрические характеристики при производстве преломляющей линзы, определять точные параметры уже готовых изделий, а также производить входной контроль качества прессовочных пуансонов.

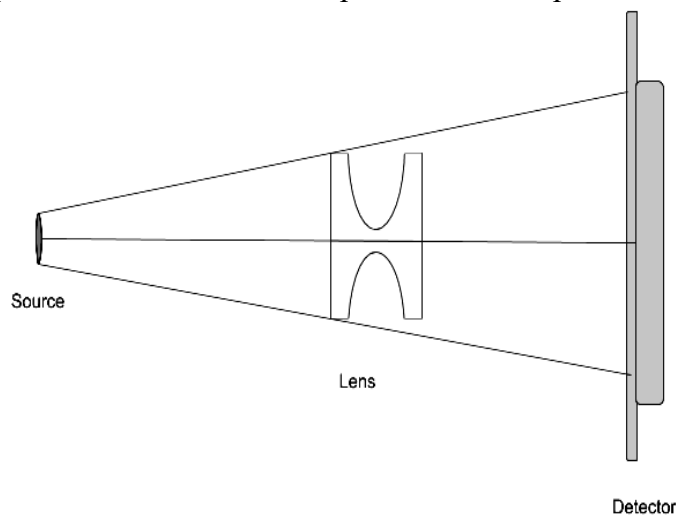


Рис. 1. Рентгеновская радиография

Примечание: выражаем благодарность в помощи при проведении работы Снигирёву А.А. и Ершову П.А.

Литература

1. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva & B. Lengeler. // Nature 384, 49 - 51 (07 November 1996).
2. I.I. Lyatun, A.Yu. Goikhman, P.A. Ershov, I.I. Snigireva, A.A. Snigirev, // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2015, Vol. 9, No. 3, pp. 446–450.
3. Lengeler, C. G. Schroer, B. Benner, A. Gerhardus, T. F. Gunzler, M. Kuhlmann, J. Meyer and C. Zimprich. //J. Synchrotron Rad. (2002) № 9, P. 119-124

АНИЗОТРОПНОЕ СТРУКТУРИРОВАНИЕ ПЛЕНОК АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Орлов Д.В., Шулейко Д.В.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: onlyorlov@gmail.com

Модификация аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) фемтосекундными лазерными импульсами представляет интерес для создания на их основе тонкопле-

ночных элементов для фотовольтаики [1] и оптики [2] благодаря однородной нанокристаллизации и возможности формирования анизотропных поверхностных периодических структур (ППС) за счет возбуждения плазмон-поляритонов, соответственно.

В данной работе рассматривается возможность создания поляризационно-чувствительных элементов на основе тонких пленок a-Si:H, модифицированных фемтосекундными лазерными импульсами в зависимости от времени облучения.

Для проведения исследований, пленки a-Si:H толщиной 400 нм, полученные методом плазмохимического осаждения из газовой фазы на стеклянных подложках, были облучены фемтосекундными лазерными импульсами. В качестве источника излучения была использована фемтосекундная лазерная система на кристалле хром-форстерита (длина волны излучения – 1250 нм, длительность, энергия и частота следования импульсов – 125 фс, 70 мкДж и 10 Гц соответственно). На поверхности облучаемых образцов были сформированы области квадратной формы размером 3 мм x 3 мм путем перемещения пленки a-Si:H с помощью двух автоматизированных механических трансляторов, осуществляющих движение по двум координатам в горизонтальной плоскости.

Согласно данным электронной микроскопии, на облученной поверхности формируются одномерные ППС с периодом $1,20 \pm 0,02$ мкм (рис. 1 а). При этом ориентация обнаруженных структур определяется совокупной дозой облучения, которая задавалась скоростью сканирования (временем облучения) пленки пучком [3].

С помощью фурье-спектрометра Bruker Optics IFS 66V были измерены спектры отражения облученных областей в инфракрасном диапазоне при угле падения 13° (рис. 1 б).

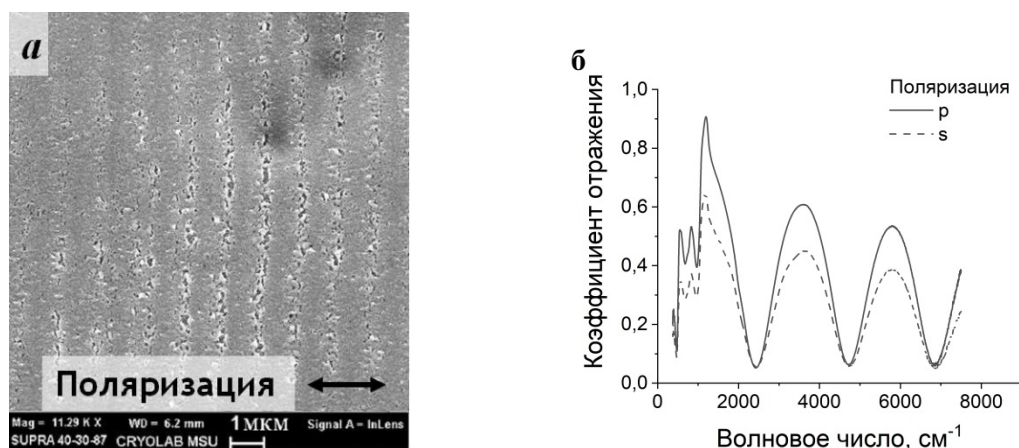


Рис. 1. (а) Изображения поверхности пленки a-Si:H, обработанной фемтосекундными лазерными импульсами, полученные методом растровой электронной микроскопии. Стрелка на рисунке соответствует направлению поляризации структурирующего фемтосекундного лазерного излучения. (б) Спектр отражения области в ближнем и среднем инфракрасных диапазонах при угле падения 13° и различной поляризации падающего излучения.

При сравнении полученных спектров обнаружено различие интенсивности отражения при изменении ориентации вектора поляризации падающего излучения. Интенсивность отражения выше в случае, р-поляризации падающего излучения, что соответствовало ориентации вектора поляризации параллельно штрихам ППС.

Наблюдаемую анизотропию коэффициента отражения можно объяснить ростом данной величины для р-поляризованного излучения по сравнению с s-поляризованным с помощью формул Френеля и учета в рамках модели эффективной среды анизотропии показателя преломления модифицированной лазерным излучением поверхности a-Si:H.

Полученные результаты открывают перспективы для создания поляризационно-чувствительных элементов оптоэлектроники нового типа на основе тонких пленок из данного материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-32-70026).

Литература

1. A.V. Emelyanov, M.V. Khenkin, A.G. Kazanskii et al. // Thin Solid Films. 2014. V. 556 P. 410–413.
2. R. Drevinskas, M. Beresna, M. Gecevičius et al. // APPL. PHYS. LETT. 2015. V. 106, art. 171106
3. D.V. Shuleiko, F.V. Potemkin, I.A. Romanov et al. // Laser Phys. Lett. 2018 V. 15, P. 056001-1 - 056001-8.

ВИНТОВЫЕ ПУЧКИ В СИСТЕМАХ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Павлов Н.Н., Аверченко А.В., Зотов А.М.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: np5012@yandex.ru

Характеристики лазерных пучков с винтовой структурой волнового фронта принято рассматривать в рамках бурно развивающегося раздела физики – сингулярной оптики. Развернутое представление о состоянии сингулярной оптики на данном этапе развития науки может дать обзор [3]. Из него следует, что именно трубчатые винтовые пучки могут обеспечить специфический тип модуляции излучения, основанный на оценке их орбитального углового момента [2,3]. Однако, несмотря на большое количество работ, посвященных реализации такой модуляции пучков на атмосферных трассах, не изученным оказывается эффект их взаимного влияния при использовании мультиплексирования [3]. Данные о высокой степени устойчивости винтовых пучков в турбулентной среде, возрастающей с увеличением размера приосевой зоны с низкой интенсивностью [1], указывают на целесообразность рассмотрения альтернативных схем получения и использования трубчатых пучков с оптимальным распределением поля в поперечном сечении. Такими свойствами может обладать излучение на так называемых М – модах с неаксиальными образующими пучками. Однако практически не изученным остается вопрос о поиске оптимальной для целей связи конфигурации М-мод. Решение сформулированных выше проблем определило цель данной работы. Ее материал позволяет сформулировать рекомендации по расширению возможностей использования винтовых пучков в информационных лазерных системах.

На первом этапе выполнения работы были проанализированы и сопоставлены свойства лаггерра-гауссовых мод с винтовой структурой волнового фронта, используемого для оптической связи, подробно рассмотрены вопросы их мультиплексирования. Установлено, что возмущающие факторы на оптической трассе приводят к межмодовому обмену энергией, который может составлять половину энергии парциальных волн.

На втором этапе проводилось исследование возможности использования для целей оптической связи излучения на объемных и плоскостных М-модах. Показано, что весьма перспективной с точки зрения обеспечения минимальной угловой расходимости и малой чувствительности к возмущающим факторам является трубчатая суперпозиция синхронизированных плоскостных М-мод. Эта суперпозиция может иметь плоский или винтовой волновой фронт. Настройкой резонатора лазера несложно изменять параметры трубчатого пучка и структуру поля излучения вблизи приемного устройства.

Авторы выражают признательность профессору П.В. Короленко за помощь в работе.

Литература

1. V. P. Aksenov, Ch. E. Pogutsa, The Effect of Optical Vortex on Random Laguerre–Gauss Shifts of a Laser Beam Propagating in a Turbulent Atmosphere // Atmospheric and Oceanic Optics, Vol. 26, No. 1, pp. 13–17, 2013
2. Dongtang Ma, Xu Liu, On the Orbital Angular Momentum Based Modulation/Demodulation Scheme for Free Space Optical Communications // 2015 International Conference on (WCSP), 1-5
3. Xuewen Wang, Zhongquan Nie, et al., Recent advances on optical vortex generation // Nanophotonics, Vol. 7, Issue 9, pp. 1533–1556, 2018

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДИФРАКЦИИ ГАУССОВА ПУЧКА В SLM

Петров П.Е.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: peterpyotroff@gmail.com

Пространственные модуляторы света SLM (Spatial Light Modulators) как динамические оптические объекты в течении многих лет находят активное применение в экспериментах, основанных на дифракции пучков в оптически неоднородных периодических системах и явлении оптической голографии [1,2,3]. Актуальным является вопрос численных расчетов явления дифракции на молекулах жидкого кристалла в SLM, что обусловлено относительно большим количеством оптически неактивного пространства в молекулярной структуре жидкого кристалла.

При рассмотрении модели отражения пучка с гауссовой огибающей от отражательного electrically-addressed PAN (Parallel Aligned Nematic) LCOS (Liquid Crystal On Silicon) SLM вопрос численных расчетов дифракции в SLM сводится к дифракции в дальней зоне на SLM и нахождению дифракционного интеграла Френеля. Тогда в результате дифракции будет наблюдаться уширение пучка в следствие разделения спектральных составляющих, а также увеличение длительности дифрагированного импульса, что будет наглядно отражено в выражении для поля в дальней зоне из дифракционного интеграла Френеля:

$$E(\psi, t) = \frac{i\sqrt{2\tau_0}D_0\omega_0}{8\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}} \exp\left\{-\frac{\gamma t^2}{2(1+\gamma\psi/\alpha)\tau_0^2}\right\} \exp\left\{-\frac{\omega_0^2}{\tau_0^2}\gamma\frac{\psi^2}{\alpha^2}\right\}$$

В формуле выше $D = 2\ln\sqrt{2}D_0$ - ширина пучка по половине интенсивности, α - угол отклонения первого дифракционного максимума, $\psi = \varphi - \alpha$, $\beta = \frac{D_0^2\alpha^2}{c^2\tau_0^2}$ и $\gamma = \frac{\beta}{1+\beta}$.

Моделирование производится для широкого диапазона углов падения для излучения с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм и расстоянием до предметной плоскости $L=20$ см. Из этих расчетов можно сформировать критерии применимости SLM в качестве отражательного элемента для рассматриваемой оптической системы.

Таким образом математическое численное моделирование наглядно показывает при дифракции на SLM широкополосных лазерных импульсов количественно пространственное разделение спектральных составляющих, увеличение длительности импульса, уменьшение пиковой интенсивности, что позволяет произвести калибровку параметров системы из соображений уменьшения влияния негативных эффектов на характеристики отраженного излучения, что открывает широкий спектр применения пространственных

модуляторов света, например, в экспериментах, связанных с квантовой информацией и криптографией.

Литература

1. S. Serati and J. Stockley. Advances in Liquid Crystal Based Devices for Wavefront Control and Beamsteering// SPIE processings, 2005, 5894.
2. G. Liu, R. Xu, W. Yu and H. Wu. Diffraction. Characteristics of Spatial and Temporal Gaussian-shaped Femtosecond Laser Pulse by Rectangle Reflection Grating// Applied Optics, 2011, №6. p. 859-865.
3. B. R. Boruah. Dynamic Manipulation of a Laser Beam Using a Liquid Crystal Spatial Light Modulator// American Journal of Physics, 2009, №77. p. 331-335.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ, ВЫЗВАННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ПРИ ПОМОЩИ МЕТОДА ВРЕМЯРАЗРЕШАЮЩЕЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

Пиляк Ф.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: FPilyak@yandex.ru

Одно из актуальных направлений развития современного материаловедения связано с использованием времяразрешающих методик для изучения быстропротекающих процессов, происходящих в кристаллических образцах. Подобного рода исследования позволяют получить подробную информацию о динамике явлений, возникающих под действием различных внешних воздействий. Одним из удобных и наиболее развитых методов для исследования структурной динамики и дефектной структуры в силу своей высочайшей чувствительности к положениям атомов в кристаллической решетке является метод высокоразрешающей рентгеновской дифракции [1,2]. Применение времяразрешающих рентгенодифракционных методик на лабораторных источниках представляет особый интерес, в связи с их доступностью.

В данной работе был впервые реализован метод времяразрешающей рентгеновской дифрактометрии при воздействии на образец интенсивным лазерным излучением для исследования аномального фотовольтаического эффекта в нецентросимметричном монокристалле ниобата лития, легированном железом ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$), на лабораторном рентгеновском источнике ($\lambda[\text{MoK}\alpha_1] = 0,70932 \text{ \AA}$). Суть предложенного метода заключается в измерении кривой дифракционного отражения (КДО) посредством ω -сканирования, сопровождаемого в каждом угловом положении образца записью временной зависимости интенсивности дифрагированного кристаллом излучения в момент воздействия на него лазерного излучения. В качестве источника лазерного излучения был использован лазерный модуль фирмы KVANT с пиковой мощностью 2 Вт и длиной волны 532 нм. Измерения проводились на базе установки трехкристального рентгеновского спектрометра (TRC), модернизированного для данной задачи. Измерительное оборудование – сцинтилляционный детектор, быстродействующий многоканальный анализатор интенсивности Ortec Easy MCS с минимальной шириной канала 100 нс, гониометр, а также лазерный модуль – синхронизировано между собой посредством TTL импульсов.

Предложенная методика позволяет по изменению параметров КДО проводить исследование динамики процессов, вызывающих структурные изменения в локальной области кристалла [3]. Смещение пика КДО, как правило, вызвано деформацией и изменением параметра кристаллической решетки образца или разворотом атомных плоскостей, вариация полуширины и интегральной интенсивности указывает на изменение дефектной структуры.

В ходе научно-исследовательской работы был проведен комплексный анализ фотоиндуцированных структурных изменений в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (плоскопараллельная монокристаллическая пластина с ориентацией поверхности вдоль направления [001], размером 12×12 мм, толщиной 1,33 мм и концентрацией примеси $\text{Fe} = 0,02\%$) методами времяразрешающей рентгеновской дифрактометрии и электрофизики. Были проведены измерения КДО в режиме постоянной генерации лазера, а также в условиях импульсного воздействия лазерного излучения. Измерения проводились на рефлексах 006, 0012, 0018, имеющих различную глубину экстинкции, что позволило собирать информацию с разной глубины исследуемого образца.

Аномальный фотовольтаический эффект в нецентросимметричных кристаллах [4] заключается в том, что при облучении кристалла лазером происходит переход электронов в зону проводимости с дальнейшим перераспределением электронов и дырок в соответствии с направлением спонтанной поляризации кристалла и скопление носителей заряда вблизи обеих поверхностей. Это приводит к тому, что в приповерхностной области кристалла возникает сильное электрическое поле E , величина которого имеет порядок нескольких кВ/мм, прямо пропорциональна интенсивности падающего на поверхность кристалла лазерного излучения и зависит от его длины волны. В результате наблюдаются несколько типов процессов различной природы (электрической, тепловой), которые приводят к изменениям параметров КДО.

В результате времяразрешающих измерений несколько типов процессов разделены по кинетике протекания: первый, быстрый (порядка 20 мс), связан с изменением положения пика КДО рефлексов 006, 0012, 0018 за счет фотовольтаического эффекта и приповерхностной пьезоэлектрической деформации; медленные процессы длительностью несколько десятков секунд и более вызваны температурным расширением кристаллической решетки и пироэлектрическим эффектом при возникновении градиента температуры за счет нагрева поверхности.

Литература

1. N.V. Marchenkov, et al. // Rev. Sci. Instrum., 89, 095105 (2018)
2. Н.В. Марченков и др. // УФН, 189(2) (2019) DOI: 10.3367/UFN.2018.06038348
3. А.Г. Куликов и др. // Письма в ЖЭТФ, 107(10), 679–683 (2018)
4. V.M. Fridkin. – Anomalous photovoltaic effect in ferroelectrics / V.M. Fridkin, B.N. Popov. // American Institute of Physics. – 1980.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕКРЕСТНЫХ ЛИНЕЙНЫХ ПОМЕХ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ

Подлесная А.С.^{1,2}, Лукиных С.Н.^{1,2}, Наний О.Е.^{1,2}, Трещиков В.Н.²

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

²ООО Т8, Москва, Россия

E-mail: podlesnaya_anya@mail.ru

Последние рекорды по скорости передачи данных были установлены с использованием передачи информации по суперканалам [1]. Суперканал представляет собой несколько (обычно порядка десяти) близко расположенных в спектре оптических каналов (несущих частот), по которым параллельно передается информация. Например, в [2] были проведены исследования для суперканала, состоящего из трех поднесущих частот на спектральных расстояниях 75 ГГц, 68,5 ГГц, 65,5 ГГц и 64 ГГц. Однако спектральное сближение каналов резко увеличивает перекрестные помехи в каналах, что существенно снижает дальность передачи информации. В данной работе проведено экспериментальное исследование и численное моделирование линейных перекрестных помех в зависимости от спектрального расстояния между каналами.

Для теоретического описания используется модель, аналогичная феноменологической GN-модели [3, 4]. Искажения в канале, вызванные влиянием соседних каналов, представляют собой шум перекрестных линейных помех. Экспериментально измеряемым параметром является отношение сигнала к шуму перекрестных линейных помех $OSNR_x$. Предполагая, что мощности шума усиленного спонтанного излучения и шума перекрестных линейных помех аддитивны, получается выражение для нахождения $OSNR_x$:

$$\frac{1}{OSNR_{BER}} = \frac{P_{noise}}{P_s} = \frac{P_{ASE} + P_x}{P_s} = \frac{1}{OSNR_{ASE}} + \frac{1}{OSNR_x}$$

Где: $OSNR_{BER}$ – полное отношение сигнала к шуму в линии,

P_{noise} – полная мощность шума,

P_s – мощность сигнала исследуемого канала,

P_{ASE} – мощность шума усиленного спонтанного излучения,

P_x – мощность шума перекрестных линейных помех,

$OSNR_{ASE}$ – отношение сигнала к шуму усиленного спонтанного излучения.

Измерения проводятся в схеме back-to-back для случая двух каналов. Исследуются каналы с форматами модуляции DP-QPSK (Dual-polarization quadrature phase shift keying) и DP-16QAM (Dual-polarization 16 – quadrature amplitude modulation) с двумя возможными типами FEC (15% и 25%).

В ходе эксперимента установлена аддитивность мощности шума усиленного спонтанного излучения и мощности шума перекрестных линейных помех. Установлен вид зависимости обратного $OSNR_x$ от спектрального расстояния между каналами.

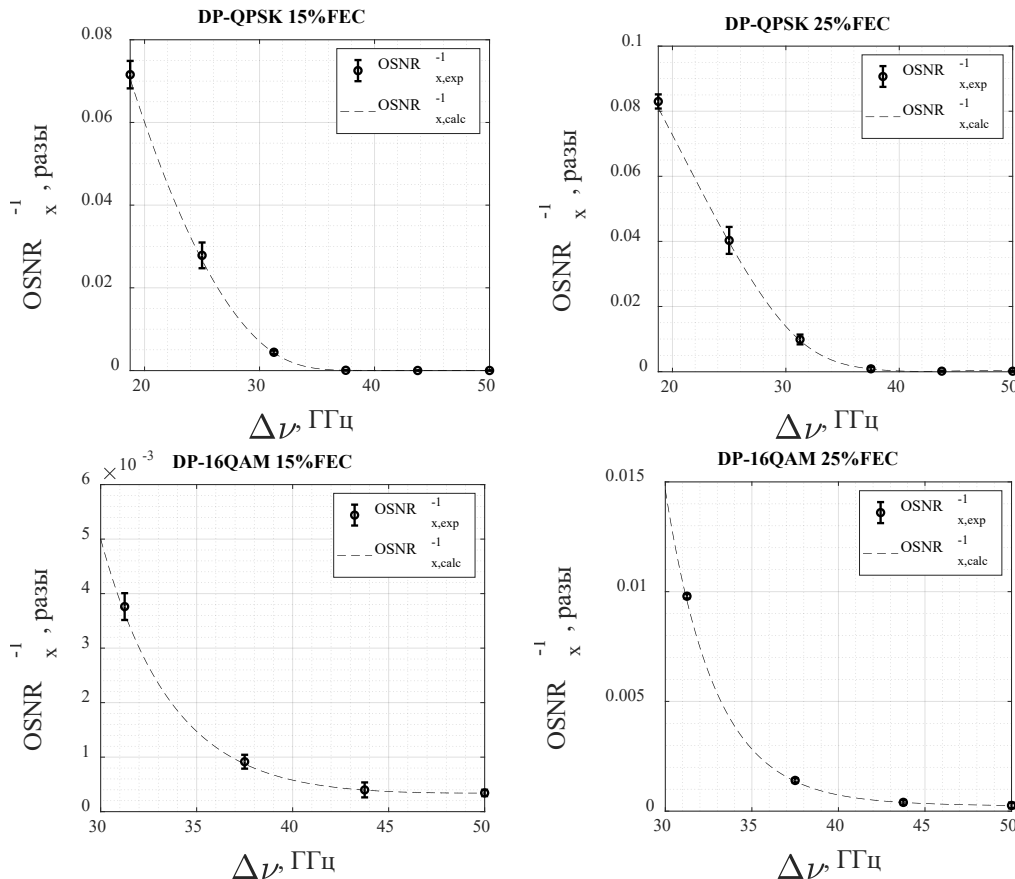


Рис. 1 – Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования

Проведено численное моделирование в среде MATLAB. Результаты численного моделирования с точностью не менее 6% совпадают с экспериментальными значениями.

ми (рис. 1), что подтверждает правильность теоретического модели шума перекрестных линейных помех.

Литература

1. Трещиков В.Н. Разработка DWDM-системы ёмкостью 25 Тбит/с // ФОТОН-ЭКСПРЕСС, март, 2013, №2 (106), с. 25.
2. Yu Rong Zhou, Kevin Smith, et. al. // Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (online) Optical Society of America, 2018, paper M1E.4.
3. Листвин В.Н., Трещиков В.Н. DWDM-системы // Москва: ТЕХНОСФЕРА, 2017. – 325с.
4. Гуркин Н.В., Наний О.Е., Новиков А.Г., Плаксин С.О., Трещиков А.Н., Убайдуллаев Р.Р. Нелинейный интерференционный шум в системах связи 100 Гбит/с с форматом модуляции DP-QPSK // Квантовая электроника 2013 № 43 (6) с. 550-553.

ИЗУЧЕНИЕ ФОТОТЕРМИЧЕСКОГО ГЕТЕРОДИНА НА ПОЛИМЕРНЫХ СФЕРАХ

Подшивайлов Э.А.

Филиал МГУ имени М.В. Ломоносова в г. Севастополе, Севастополь, Россия

E-mail: edvardviq2@gmail.com

Исследования в современной нанооптике обусловлены малым пространственным масштабом, преодолев который наночастицы демонстрируют свойства, отличные от соответствующих в однородном материале. Для преодоления трудностей, возникающих на таких масштабах, были разработаны специальные методы обнаружения частиц.

РНИ (Photothermal heterodyne imaging) - методика измерения поглощения анализируемого вещества, основанная на локальном нагреве нанообъекта и окружающей его среды. Локальное нагревание длинноволновым лазером вызывает осцилляции поляризации среды с частотой, отличной от той, с которой светит лазер на видимой длине волны, вследствие чего частота рассеянного поля сдвигается.

В 2006 году метод был описан теоретически для частиц, помещенных в сплошную среду [2]. Основным достижением теории была формула (1), описывающая мощность РНИ сигнала в зависимости от сечения поглощения частицы и угла рассеяния:

$$\frac{d^2 P_{PHI}(\theta, \Omega)}{\sin \theta d\theta d\phi} = \sqrt{2} n \frac{\partial n}{\partial T} \frac{P_{abs}}{c \lambda^2 w} \sqrt{P_i P_{LO}} \times \left[\frac{f(\theta, \Omega) \cos(\Omega t) + g(\theta, \Omega) \sin(\Omega t)}{n} \right] \times [1 + |\cos \Omega|] \quad (1)$$

В настоящей работе анализируется результат применения РНИ метода к сферическим частицам полиметилметакрилата (PMMA) и полистирола (PS, Polystyrene), расположенным на подложке. Был проведен эксперимент с полимерами разных размеров.

На рис. 1 изображена экспериментальная зависимость РНИ сигнала, полученная для полистирола и полиметилметакрилата при различных сечениях поглощения частицы.

Формула (1) предсказывает линейную зависимость мощности РНИ сигнала от сечения поглощения. Как можно видеть на рис. 1, она нарушается в случае полистирола, что приводит к необходимости уточнения теории РНИ сигнала.

В ходе работы была разработана модель, которая должна описывать РНИ сигнал с учетом особенностей задачи. Главным отличием от модели, предложенной в (1), является отсутствие сплошной среды вокруг частицы. Тем не менее, некоторым аналогом среды является подложка, на которой находятся частицы. В данном случае подложка считается бесконечно толстой, так как частица крайне мала по сравнению с толщиной подложки.

Из-за теплообмена частицы с подложкой путем прямого контакта происходит изменение температурного профиля подложки во времени и пространстве, что приводит к изменению диэлектрической проницаемости и, как следствие, вызывает колебания вектора поляризации.

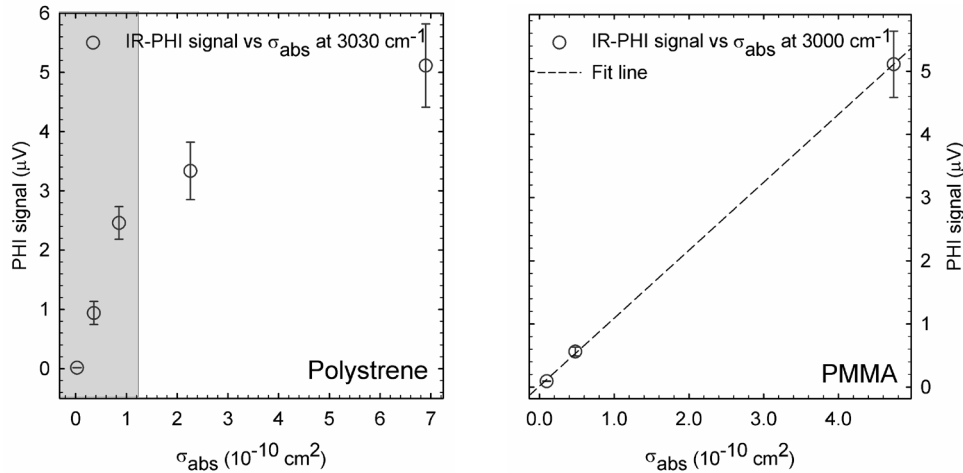


Рис. 1. Зависимость РНН сигнала от сечения поглощения частицы полистирола и полиметилметакрилата.

Используя уравнения Максвелла, вектор-потенциал Герца и приближение дальней зоны (считается, что расстояние до детектора велико) можно рассчитать поле, созданное колебаниями поляризации вдали от подложки (2):

$$\vec{\Pi}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \int dt' \frac{\vec{p}(\vec{r}', t') \delta(t - t' + \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_m})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (2)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}(\vec{r}, t))$$

Кроме того, большой вклад в поле вносит рассеяние на самой частице. Эта задача хорошо изучена [1], и поэтому можно записать итоговое выражение для поля сферы в виде сферической волны (3), если при этом учесть в первом порядке изменение показателя преломления и размеров самой сферы, так как от них сильно зависит решение и сечение поглощения.

$$\vec{E}_s(\vec{r}, t) = \frac{1}{kr} e^{ikr - i\omega t} \vec{f}(\theta, \omega, R, \epsilon) E_0 \quad (3)$$

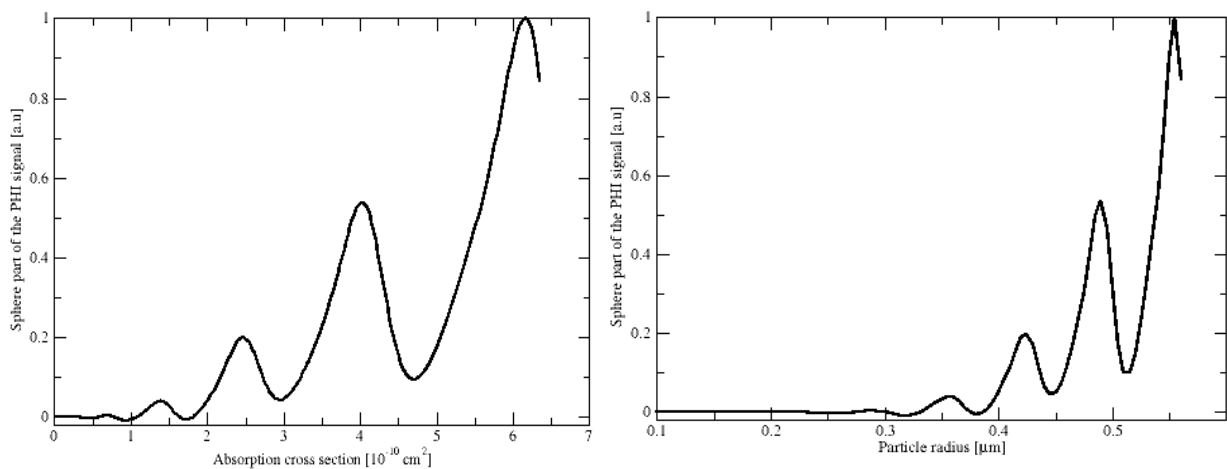


Рис. 2. Расчет вклада рассеяния на сфере полиметилметакрилата в РНН сигнал без учета излучения подложки для комнатной температуры. Зависимость построена для сечения поглощения и радиуса сферы. Длина волны лазера в световом диапазоне 532 нм (показатель преломления РММА $n=1.49$), частота инфракрасного лазера 150000 гц (показатель преломления РММА $n=1.475-i*0.0209$).

Итоговое выражение для РНГ сигнала является сверткой компонент поля, сдвинутых друг относительно друга на частоту длинноволнового лазера, нагревающего частицу. На рис. 2 приведен пример расчета части РНГ сигнала, связанного с рассеянием на статической и колеблющейся частях сфер.

Литература

1. H. C. van de Hulst; Light scattering by small particles, London 1957, ch. 9, p. 137-159
2. S. Berciaud.; L. Cognet; G.A. Blab; B. Lounis; Photothermal Heterodyne Imaging of Individual nonfluorescent nanoclusters and Nanocrystals. Phys. Rev. Lett. 2004, 93, 257402.

ПРИМЕНЕНИЕ АСИММЕТРИЧНЫХ МОДИФИЦИРОВАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ФАБРИ-ПЕРО ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Поплавский М.В.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mv.poplavskii@physics.msu.ru

Высокая чувствительность современных лазерных детекторов гравитационных волн требует очень большого значения циркулирующей мощности в оптических резонаторах детектора для повышения вероятности наблюдения гравитационных волн от слияния двойных черных дыр или звездных систем. Но высокая мощность энергии в этих экспериментах, а также наличие большого количества высокодобротных оптических мод, может привести к появлению нежелательного эффекта параметрической колебательной неустойчивости, который ограничивает световую мощность, циркулирующую в плечах интерферометра (стандартные резонаторы Фабри-Перо со сферическими зеркалами) [1, 2]. Помимо параметрической колебательной неустойчивости, одной из проблем оптической системы гравитационных детекторов являются высокие дифракционные потери, обусловленные малыми размерами светоделителя по сравнению со световым пятном на выходе интерферометра.

Для решения двух указанных проблем предлагается, во-первых, использовать оптический резонатор с несферическими зеркалами [3, 4], что приведет к достаточно эффективному подавлению оптических мод высокого порядка и, в свою очередь, повысит порог параметрической неустойчивости. Во-вторых, предлагается использовать асимметричный резонатор с различными зеркалами, что позволит уменьшить размер лазерного пятна на выходе резонатора при незначительном увеличении дифракционных потерь основной оптической моды.

Были проведены численные расчеты асимметричных резонаторов Фабри-Перо с несферическими зеркалами, обладающих более редким спектром и высокими потерями оптическими мод высокого порядка, которые можно получить посредством оптимизации профиля поверхности зеркал, например, описываемого функцией:

$$A(r) = x_0 \cdot \exp(-\eta[1 + \alpha \cdot \eta + \beta \cdot \eta^2]), \text{ где } \eta = r^2 / (2 \cdot R_c \cdot x_0),$$

(при $\alpha = \beta = 0$ и $x_0 \rightarrow \infty$ переходит в профиль сферического зеркала $r^2 / (2 \cdot R_c)$ с радиусом кривизны R_c) и последующего сдвига собственных мод резонатора вдоль оптической оси на некоторое оптимальное расстояние, что приводит не только к уменьшению светового пятна на одном зеркале, но и дальнейшему повышению дифракционных потерь оптических мод высокого порядка внутри такого резонатора. Моделирование проведено для стандартных характеристик резонаторов Фабри-Перо в детекторах Advanced LIGO: длина $L = 4000$ м, радиус кривизны зеркал $R_c = 2076$ м, длина волны $\lambda = 1.064$ мкм [5].

Литература

1. V.B. Braginsky et al. Parametric oscillatory instability in Fabry-Perot (FP) interferometer. // *Phys. Lett. A*, 287(5-6), 331-338, 2001;
2. V.B. Braginsky et al. Analysis of parametric oscillatory instability in power recycled LIGO interferometer. // *Phys. Lett. A*, 305(3-4), 111-124, 2002;
3. F. Ferdous et al. Microcavity morphology optimization. // *PHYSICAL REVIEW A*, 90, 033826, 2014;
4. A.B. Matsko et al. Mitigating parametric instability in optical gravitational wave detectors. // *Phys. Rev. D*, 93(8), 083010, 2016;
5. M.V. Poplavskiy et al. On fundamental diffraction limitation of finesse of a Fabry-Perot cavity. // *J. Opt.* 20(7), 075609, 2018.

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ

Присяжнюк А.В., Соколенко Б.В.

Крымский ФУ им. В.И. Вернадского, Симферополь, Россия
prisyajniuk.a@gmail.com

В настоящее время голография прочно утвердилась в качестве инструмента для научных исследований [1]. Её практическое приложение обладает достаточно эффективной реализацией благодаря использованию компьютерных программных средств. В частности, методы и технологии цифровой голографии (ЦГ) используются в задачах исследования частиц [2], в защите контрафакции и фальсификации товаров [3], в оптической микроскопии [4].

Применение голографических методов исследования зачастую требует использование большого количества оптических элементов.

В работе представлена безлинзовая осевая портативная цифровая голографическая система, предназначенная для точного качественного анализа свойств объектов при деформации, а также определения формы объектов, визуализации фазовых распределений с высоким пространственным разрешением.

Для иллюстрации возможностей данной системы были изготовлены специальные волоконно-оптические заготовки, на одной из которых было создано явное смещение сварного соединения, а другая была выполнена в штатном режиме. С помощью восстановленного изображения из голограммы, записанной цифровым способом, мы можем четко наблюдать дефекты сварного соединения, возникшие за счет изменения показателя преломления, что возникает при сваривании с преднамеренным смещением оси волокон. Дефекты сварного соединения также наблюдаются на сварном соединении без видимого смещения волокон относительно друг друга, в то же время на изображении, полученном с микроскопа, явных дефектов не наблюдается. Указанная особенность восстановленных изображений прозрачных объектов из цифровой голограммы позволяет выявить дефекты и качественно оценить их пространственное положение и размер.

В этой работе было разработано цифровое безлинзовое голографическое устройство, которое может исследовать оптическую неоднородность в фазовых объектах, которые являются прозрачными и постоянно наблюдаемыми с помощью широкопольной микроскопии.

Литература

1. Hariharan P., *Basic Of Holography* // Cambridge University Press, New York: School of Physics, 94-119, 2002.

2. Cox S., Rosten E., Monypenny J., Jovanovic-Taliman T., Burnette D.T., Lippincott-Schwartz J., Jones G.E., Heintzmann, R., Bayesian localization microscopy reveals nanoscale podosome dynamics // *Nature Methods*, 9(2), 195–200, 2012.
3. Myung K. K., Principles and techniques of digital holographic microscopy // *SPIE Reviews*, 1(1), 018005-7, 2010.
4. Latychevskaia T., Fink H.-W., Resolution enhancement in digital holography by self-extrapolation of holograms // *Optics Express*, 21(6), 2013.

СРАВНЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СОВРЕМЕННЫХ ПЕРСПЕКТИВНЫХ СИСТЕМ ПРЯМОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО ОПТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ТОЛЩИНЫ НАПЫЛЯЕМЫХ ПОКРЫТИЙ

¹Просовский Ю.О., ¹Денисов Д.Г., ²Просовский О.Ф.

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

²Обнинское НПП «Технология», Обнинск, Калужская область, Россия
yurikobninsk@mail.ru, denisov_dg@mail.ru, pof@mail.ru

На сегодняшний день, распространенным напылительным оборудованием является ряд установок отечественного и импортного производства: ВУ-1А, ВУ-2М, Balzerz ВАК-760, Laybold А710 и др. Важно отметить, что одним из ответственных элементов напылительного оборудования является его система контроля толщины наносимых пленок, определяющая, в основном, технологические возможности напылительного оборудования при нанесении многослойных интерференционных структур. В напылительном оборудовании применяются методы прямого и косвенного контроля, где точность измерения толщины наносимых пленок оптических покрытий не всегда удовлетворяют требованиям заказчика, в силу несовершенства этих систем. В данной работе приведен сравнительный анализ современного вакуумного оборудования и его систем контроля толщины нанесения тонких оптических пленок [1, 2] по точности совпадения измерений спектральной зависимости пропускания реально изготовленного светофильтра с математически рассчитанной моделью изготавливаемого покрытия. В работе проанализированы схемотехнические решения построения систем прямого и косвенного контроля, а также предложена принципиально новая конструкция, обеспечивающая высокие эксплуатационные характеристики создаваемых оптических светофильтров.

В докладе представлены графики спектральных зависимостей светофильтров, полученных в ходе трех разных технологических процессов с использованием разработанной на ОНПП «Технология» системы прямого широкополосного оптического контроля толщины наносимых покрытий. Анализ полученных данных позволяет утверждать, что в ходе нанесения слоев оптической конструкции, благодаря использованию прямого широкополосного оптического контроля в серии из трех процессов соблюдалась высокая точность воспроизводства отдельных слоев от процесса к процессу. Анализ полученных результатов показал наличие отклонений реально нанесенных слоев от расчетных, менее 0,5%, что соответствует разбросу не более 3 нм.

В результате проведенных исследований получены следующие предварительные результаты: 1) определена и разработана наиболее точная и перспективная система оптического контроля - система прямого широкополосного оптического контроля; 2) продемонстрирована работоспособность разработанной системы в производственных условиях с воспроизводимостью толщин слоев интерференционных покрытий – в пределах 0.6%.

Литература

1. Справочник по вакуумной электронике /Под ред. Д. Хоффман, Б. Сингха М.: Техносфера, 2011.
2. Лоулесс К. Физика тонких пленок /Под ред. Дж. Хасса, М.: Мир, 1970. Т. 4.

ОСОБЕННОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ СИГНАЛОВ ДИАПАЗОНА 8 – 12 ГГц В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЯХ МОРСКОГО БАЗИРОВАНИЯ

Фадеев В.Б., Пчелкин Г.А.

СПб ТУ им. Петра Великого, , Санкт-Петербург, Россия

E-mail: v21.07.96@mail.ru; beegrig@mail.ru

Современные технические средства передвижения стремительно совершенствуются. Обнаружение различных целей в виде таких объектов производят с помощью радиолокационных станций (РЛС), в нашем случае с помощью РЛС, установленной на мачте корабля. В связи с этим требуется модернизация РЛС. Разработка принципиально новых моделей РЛС морского базирования в условиях ужесточающихся требований к точности определения координат объекта, всё большего числа целей, задача практически не реализуемая в связи с дорогой стоимостью оборудования и длительным временем разработки и производства [1]. В реальных корабельных РЛС передача СВЧ сигналов осуществляется посредством коаксиальных кабелей и волноводов. В теории проводятся исследования на тему передачи СВЧ сигналов по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС) в реальных РЛС морского базирования, но на данный момент технически это не реализовано в уже существующих РЛС.

ВОЛС в отличие от других средств передачи сигналов, приведённых в пример выше, обладают множеством неоспоримых преимуществ при передаче СВЧ сигналов в условиях сильных электромагнитных помех и в ограниченном пространстве. С помощью ВОЛС получаем широкую полосу пропускания (несколько сотен ГГц/км); низкие потери; независимость величины потерь оптического волокна от частоты передаваемых СВЧ сигналов; низкий уровень фазовых шумов и высокая фазовая стабильность при передаче СВЧ сигналов и т.п. [2].

В данной работе рассматривается разработка ВОЛС для передачи СВЧ сигналов частотой 8 – 12 ГГц в РЛС, расположенной на корабле. Рассматривается только приёмный тракт РЛС, а именно связь приёмной антенны с устройствами обработки и индикации посредством ВОЛС. На рис. 1 представлена структурная схема разработанной мною оптимальной конструкции ВОЛС для решения этой задачи.

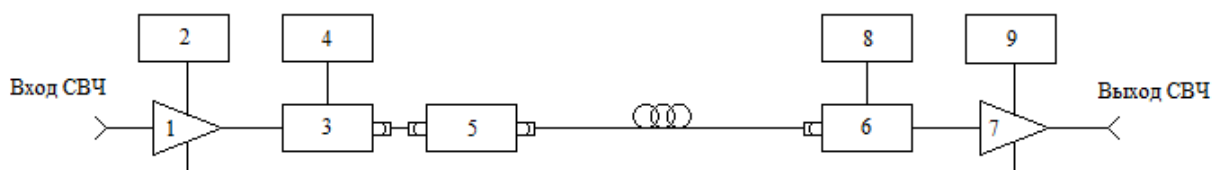


Рис. 1. Структурная схема макета волоконно-оптической линии передачи: 1, 7 – малозумящие усилители, 2 – блок питания, 3 – передающий оптический модуль, 4 – драйвер питания передающего оптического модуля, 5 – оптический изолятор, 6 – приемный оптический модуль, 8, 9 – источники питания

Одним из важных параметров при передаче сигнала СВЧ является амплитудно-частотная характеристика ВОЛС в связи с тем, что передача осуществляется на небольшие расстояния (не более 100 м), Результаты полученных данных представлены на рис. 2. Экспериментальная АЧХ ВОЛС позволяет сделать вывод о том, что её неравномерность составляет порядка 4 - 5 дБ. Это свидетельствует о надежной передаче СВЧ сигналов в исследуемом диапазоне частот.

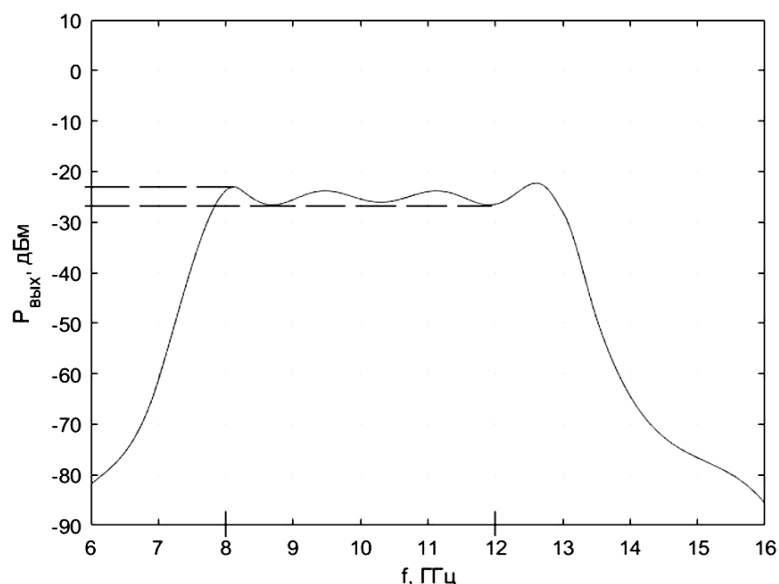


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика волоконно-оптической линии связи длиной 80 м

Следующей довольно важной характеристикой приёмного тракта РЛС является его тангенциальная чувствительность, следовательно, и тангенциальная чувствительность разработанной нами ВОЛС G_t . Данная характеристика изображена на рис. 3

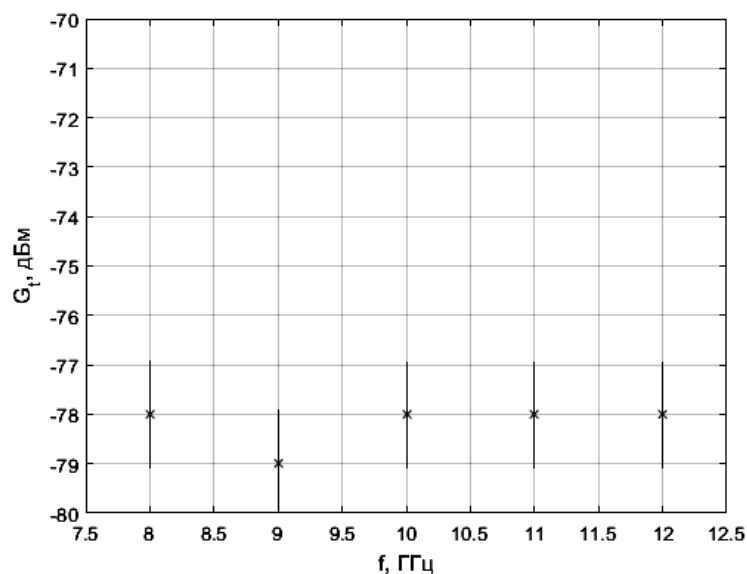


Рис. 3. Зависимость тангенциальной чувствительности ВОЛС от частоты СВЧ сигнала

Чувствительность приёмного тракта ВОЛС составляет примерно минус 78 дБм, что соответствует реальному значению в корабельной РЛС. Проведенные исследования разработанной нами ВОЛС в составе лабораторного макета приёмного тракта РЛС показали, что замена существующих в настоящее время линий передачи СВЧ сигнала на ВОЛС возможна без ухудшения характеристик.

Литература

1. Мельников, Ю. П. Особенности оценки методики применения переотраженных сигналов «посторонних» РЛС для скрытного определения координат кораблей и летательных аппаратов / Ю. П. Мельников // Информационно-измерительные системы. – 2015. - № 4. – С. 108 – 113.
2. Белкин М.Е., Сигов А.С. Новое направление фотоники – сверхвысокочастотная оптоэлектроника // Радиотехника и электроника. 2009, Т. 54(8). с. 901–914.

3. V B Fadeenko, V A Kuts, D A Vasiliev, V V Davydov New design of fiber-optic communication line for the transmission of microwave signals in the X-band. Journal Physics: Conference Series. 2018. 1135(1). P. 012053.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ МЕТОДИКИ ДЛЯ ТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ И ПЕРОВСКИТНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Савченко П.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: muncake101@gmail.com

Коэффициент полезного действия (КПД) – это ключевой параметр солнечной фотovoltaики, поэтому его точное измерение является важнейшей задачей. КПД вычисляется из вольт-амперной характеристики солнечного элемента при освещении стандартным солнечным спектром (AM1.5G). Однако, в лабораторных условиях стандартный спектр обычно имитируется со значительным отклонением (Рис. 1). В результате ток короткого замыкания (следовательно, и КПД) при симулируемом освещении отличается от тока при стандартном освещении. В данной работе была применена спектральная методика, которая учитывает спектральный отклик солнечного элемента, а также различие между стандартным (AM1.5G) и симулируемым спектрами. В результате получен поправочный коэффициент для измеренного тока короткого замыкания

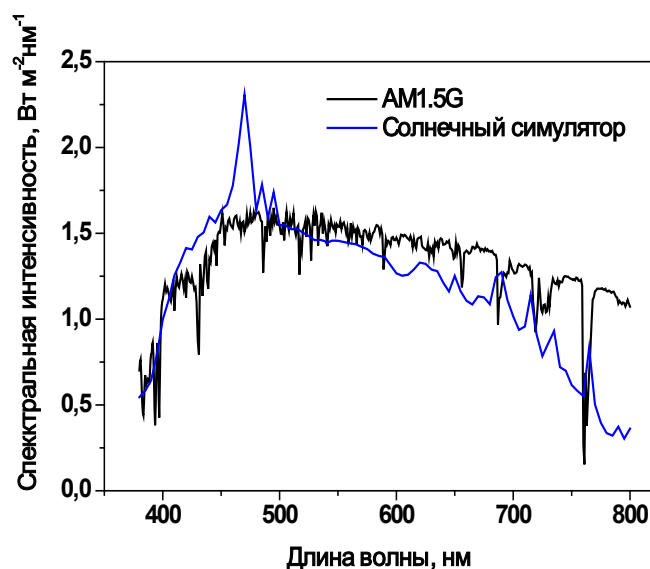


Рис. 1. Спектральная интенсивность AM1.5G и солнечного симулятора Newport 67005.

Таблица 1). Были исследованы фотоактивные материалы для солнечных элементов с разными спектрами поглощения: перовскит и донорно-акцепторная смесь N(Ph-2T-DCV-Et)₃:PC₇₁BM (Таблица 1). Результаты показали, что спектральная методика – это удобный и надежный инструмент для компенсации различий между стандартным и симулируемым спектрами. Таким образом, удастся измерить КПД в лаборатории при условиях, максимально близких к реальным (AM1.5G).

Таблица 1. Фотоэлектрические характеристики солнечных элементов.

Солнечный элемент	$J_{KЗ}$, мА/см ²	$V_{ХХ}$, V	ФЗ, %	КПД, %	$k = \frac{I_{AM}}{I_{SS}}$
N(Ph-2T-DCV-Et) ₃ : PC ₇₁ BM	7.25	0.96	52	3.55± 0.14	0.98
Перовскит	15.6	1.03	60	9.0± 0.4	0.94

Работа поддержана РФФ (грант 14-13-01380). Автор выражает благодарность П. Трошину и С. Цареву за образцы перовскитных солнечных элементов, С. Пономаренко и А. Солодухину за предоставленные материалы.

Литература

1. А.Yu. Gavrik, et al. *Book of abstracts (IFSOE-2014)*. 2014, p. 55.

АКТИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЩЕЛЕВОГО CO₂-ЛАЗЕРА С ВЧ-НАКАЧКОЙ

Сагитова А.М., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М.,
Козлов А.Ю., Сеницын Д.В.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

E-mail: adilya.sagitova@gmail.com

Использование субмикросекундных и наносекундных импульсов хорошо отработанных в техническом плане газоразрядных лазеров актуально не только для решения различных технологических задач [1], но и для эффективного преобразования излучения в среднем ИК диапазоне вплоть до 20 мкм [2, 3]. В частности, использование пуга наносекундных импульсов, получаемого в режиме синхронизации мод, вместо режима свободной генерации излучения электроионизационного СО-лазера дает пятикратное увеличение коэффициента преобразования в нелинейных кристаллах [3]. Необходимо отметить, что повышение пиковой мощности в щелевых газовых лазерах, например, за счет использования модуляции добротности резонатора [2], сталкивается с определенными трудностями из-за малого межэлектродного зазора. Особенно усложняется задача получения наносекундных импульсов генерации щелевого СО₂ лазера в режиме синхронизации мод из-за необходимости работы при повышенных давлениях, определяющих спектральную ширину контура усиления, и, в конечном итоге, предельную длительность наносекундного импульса. Поэтому целью нашей работы было исследование возможности получения режима активной синхронизации мод в щелевом СО₂-лазере с ВЧ-накачкой.

На рис. 1 изображена оптическая схема экспериментов по активной синхронизации мод в СО₂-лазере с ВЧ-накачкой.

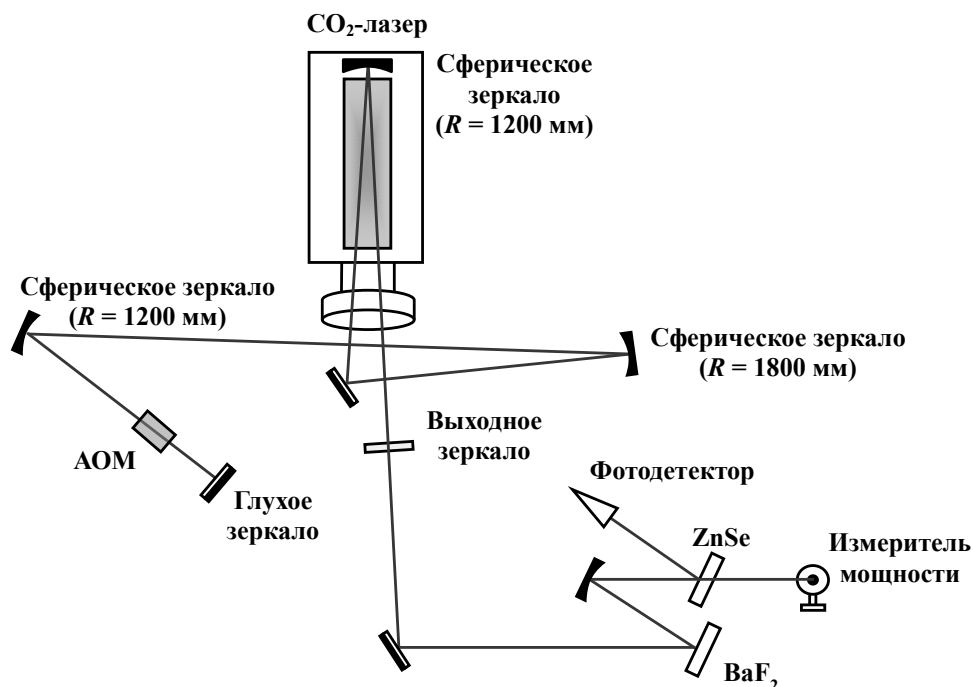


Рис. 1. Оптическая схема экспериментов по активной синхронизации мод

В качестве активной среды использовалась рабочая газовая смесь CO₂ : Хе : Не = 3 : 1 : 16 при давлении 75 Торр, которая возбуждалась ВЧ-разрядом с частотой 150 Гц. Активная синхронизация мод обеспечивалась акустооптическим модулятором (АОМ), помещенным внутри лазерного резонатора рядом с глухим плоским зеркалом. Внутри

резонатора также были установлены два сферических зеркала с радиусами кривизны $R = 1.2$ м, сферическое зеркало с $R = 1.8$ м и плоское зеркало. При длине активной среды лазера 30 см длина резонатора CO_2 -лазера составляла 5.55 м, а в качестве выходного зеркала использовалось плоское диэлектрическое зеркало с коэффициентом пропускания 30%. Длина резонатора подбиралась таким образом, чтобы частота воздействия модулятора на лазерную генерацию совпадала с частотой межмодовых биений.

Временная форма импульса излучения CO_2 -лазера в режиме синхронизация мод при минимальной мощности ВЧ-генератора, возбуждающим акустическую волну в АОМ, представлена на рис. 2. На врезке рисунка мы видим, что полный импульс излучения состоял из цуга пиков длительностью ~ 6 нс по полувысоте, следующих с частотой ~ 28 МГц. Максимальная пиковая мощность излучения составила ~ 17 Вт.

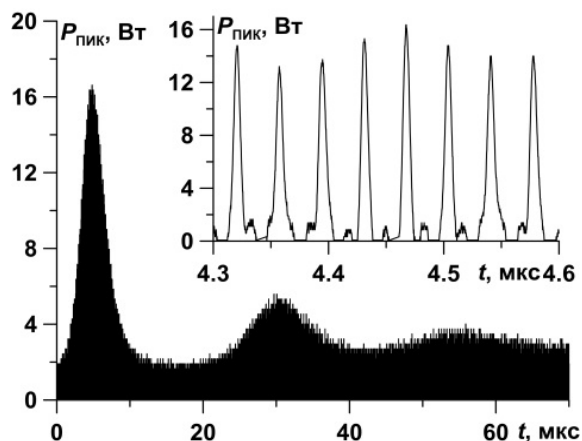


Рис. 1. Форма импульса излучения при минимальной мощности АОМ

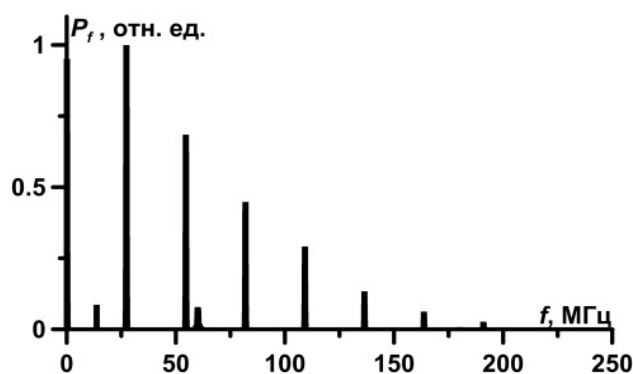


Рис. 3. Фурье-спектр излучения при минимальной мощности АОМ

Фурье-спектр мощности генерации CO_2 -лазера в режиме синхронизация мод представлен на рис. 3. В данных экспериментальных условиях было зафиксировано 5 засинхронизированных мод (~ 120 МГц FWHM).

Исследование было поддержано Российским научным фондом (проект № 16-19-10619).

Литература

1. Gräf S., Staupendahl G., Krämer A., Müller F. A. // Optics and Lasers in Engineering. 2015. Vol. 66, pp. 152–157.
2. Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М. и др. // Сборник трудов конференции «Прикладная оптика – 2018». 2018. Том. 2, сс. 11-16.
3. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A. et al. // Opt. Comm. 2009. Vol. 282, pp. 294–299.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛА $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ОТРАЖЕНИЯ

Сафроненков Д.А., Воробьева Е.Д., Леонтьев А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: ahito10367@mail.ru

Кристаллы гипотиодифосфата олова (химическая формула $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, сокращенно, SPS) интенсивно исследуются в связи с их возможным использованием в устройствах сверхбыстрой оптической памяти. По аналогии со сверхбыстрым оптическим

магнетизмом [1], принципы сверхбыстрого оптического сегнетоэлектричества также могли бы применяться в устройствах памяти. Малое коэрцитивное поле и наличие мягкой моды в кристаллах SPS дают гипотетическую возможность переключения поляризации доменов внешним терагерцовым полем. В настоящее время подобные процессы успешно реализованы для некоторых сегнетоэлектриков [2]. При комнатной температуре кристалл SPS является сегнетоэлектриком-полупроводником с шириной запрещенной зоны 2.35 эВ. При нагреве вблизи температуры $\sim 64^\circ\text{C}$ кристалл переходит в параэлектрическую фазу.

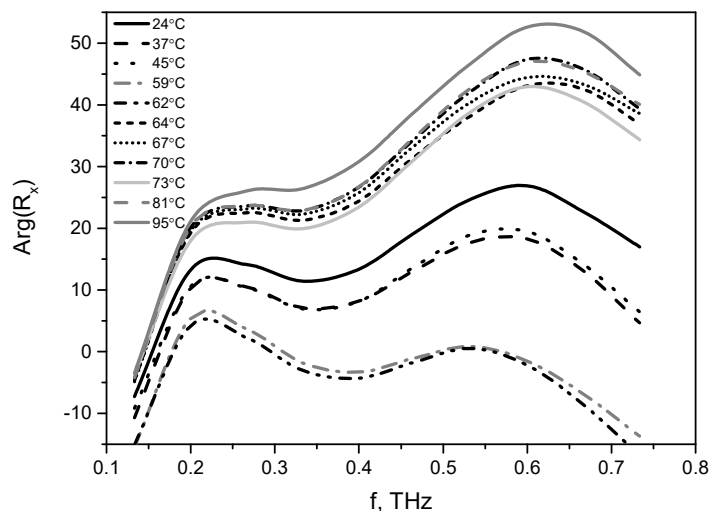


Рис. 1. Зависимость нормированной фазы отраженного поля от температуры кристалла

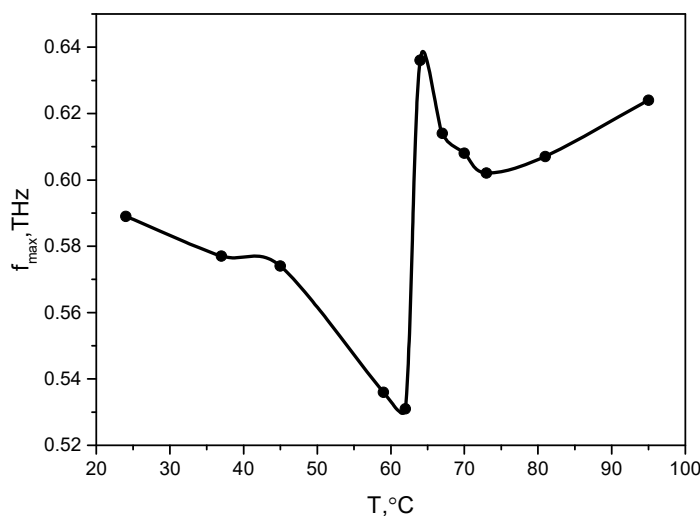


Рис. 2. Зависимость частоты максимума нормированной фазы отраженного поля от температуры кристалла

В работе исследовалось поведение дисперсионных характеристик кристалла SPS в терагерцовом диапазоне частот при изменении температуры в пределах $20\text{-}100^\circ\text{C}$. Измерения проводились методом терагерцовой спектроскопии временного разрешения (terahertz time-domain spectroscopy, TDS) применительно к отраженному от кристалла излучению. Выбор этого, пока еще мало изученного варианта геометрии TDS, был сделан из-за высокого поглощения кристалла на фонах терагерцовых частот, не позволявшего регистрировать спектры прошедшего терагерцового излучения через образцы непосредственно в области частот мягкой моды. Для двух различных поляризаций падающего на образец излучения, направленных вдоль и поперек направления спонтанной поляризации кристалла, измерялись комплексные коэффициенты отражения. Установка включала в себя эрбиевый волоконный лазер, служивший источником оптической накачки полупроводниковых фотопроводящих антенн, применявшихся для генерации и детектирования терагерцовых волн.

Длительность его импульса составляла 100фс, частота повторения 70МГц, длина волны излучения 1.56 мкм. С помощью пары параболических зеркал терагерцовое излучение первой фотопроводящей антенны собиралось на образец SPS, который находился в термостабилизированной ячейке. Отраженное излучение от кристалла собиралось дополнительными параболическими зеркалами и регистрировалось второй антенной-детектором. Зависимости показаний детектора от времени задержки между импульсами накачки двух антенн исследовались методом Фурье-анализа. По полученным данным о спектрах амплитуды и фазы излучения, отраженного от кристалла или пластины кремния, служившей референсным образцом, рассчитывались значения показателя преломления, коэффициента поглощения, мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости кристалла SPS. Все характеристики определялись для диапазона частот 0.1-0.75 ТГц, в который, судя по предыдущим публикациям [3], должна попадать частота дипольно-активной мягкой моды кристалла при температуре вблизи фазового перехода.

Полученные дисперсионные зависимости не обнаруживают резких изменений аномального характера при приближении температуры кристалла к точке Кюри, которые бы явно указывали на смягчение частоты одной из низкочастотных фононных мод требуемой поляризации. Однако, на спектре изменений фазы терагерцового излучения при отражении от кристалла наблюдается характерный максимум (Рис.1), частота которого претерпевает характерные для мягкой моды изменения при нагреве кристалла (Рис.2). Дальнейшая разработка методики измерения диэлектрической проницаемости в части работы с референсным сигналом и более детальное сканирование температуры в области фазового перехода будут полезны для выявления природы наблюдаемых максимумов спектров.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 19-02-00598 и № 18-29-20101.

Литература

1. Калашникова А.М., Кимель А.В., Писарев Р.В. "Сверхбыстрый оптомагнетизм", УФН 185, с. 1064–1076 (2015).
2. C. Hauf et al. "Soft-mode driven polarity reversal in ferroelectrics mapped by ultrafast x-ray diffraction", Structural dynamics 5, p. 024501 (2018).
3. S.W.H. Eijt, R. Currat, J.E. Lorenzo, P. Saint-Gregoire, B. Hennion, and Yu.M. Vysochanskiy «Soft modes and phonon interactions in Sn2P2S6 studied by neutron scattering», Eur. Phys. J. B 5, p. 169-178 (1998).

ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ МИКРОСКОПИЯ, СОВМЕЩЕННАЯ С ОПТИЧЕСКИМ ПИНЦЕТОМ, В КАЧЕСТВЕ ИНСТРУМЕНТА ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИКИ КЛЕТОК

Сиротин М. А., Ромодина М. Н., Любин Е. В., Соболева И. В.,
Федянин А. А.

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

E-mail: sirotin@nanolab.phys.msu.ru

Оптическая когерентная микроскопия (ОКМ) и оптический пинцет — это два метода, появившихся в конце двадцатого века, которые позволили с высокой точностью изучать микрообъекты и выполнять с ними сложные манипуляции. Наиболее важными и перспективными областями их использования и по сей день являются микробиология и изучение клеточной микромеханики. ОКМ является мощным инструментом в исследовании клеток, который позволяет получать томографическое трехмерное изображение, изучать внутреннюю структуру клеток [1] и обнаруживать механическое движение живых клеток с нанометровой точностью [2]. Другим важным методом исследования

микрообъектов является оптический пинцет, который позволяет манипулировать ими с точностью до десятков нанометров [3]. Оптический пинцет быстро нашел свое применение в микромеханике жидкостей и взвешенных микрообъектов [4], а также для исследования живых клеток [5], но этот метод не позволяет исследовать внутреннюю структуру объектов и изучать движение всей поверхности клетки. Таким образом, комбинируя эти два метода, мы можем одновременно создавать механическое возбуждение и изучать реакцию всей поверхности клетки на него.

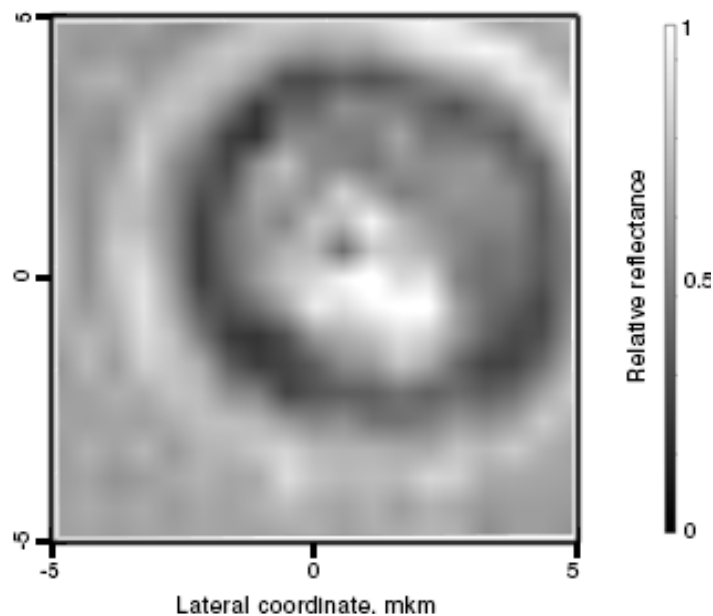


Рис. 1. Двумерное изображение эритроцита, полученное методом ОКМ

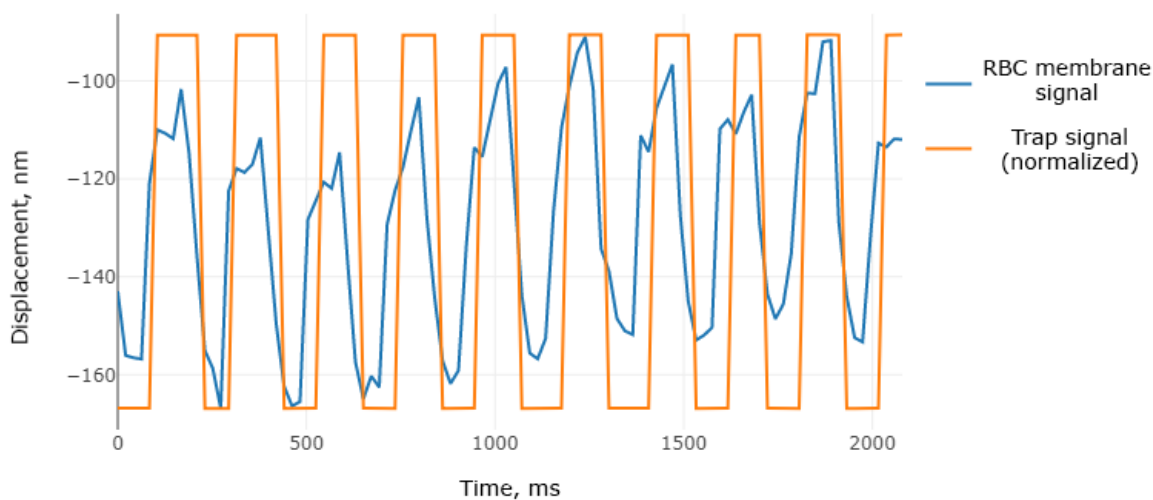


Рис. 2. Сигнал смещения мембраны эритроцита представлен синим цветом. Оранжевым цветом схематически показано периодическое включение и выключение оптической ловушки.

Мы создали установку, которая сочетает в себе Фурье-ОКМ и оптический пинцет. Мы использовали твердотельный легированный иттербием лазер с центральной длиной волны 1050 нм для генерации суперконтинуума с шириной спектра более 200 нм, что позволило нам получить микрометровое аксиальное разрешение при трехмерной визуализации. Микрометровое латеральное разрешение было получено с помощью гальванических зеркал. Часть лазерного излучения используется для создания оптического пинцета. Мы сосредоточились на изучении микромеханики эритроцитов, используя одновременно Фурье-ОКМ и оптический пинцет. В дополнение к созданию томографических изображений с высоким разрешением (рис. 1) мы использовали фазочувствительный ОКМ для изучения броуновского движения эритроцита и механического отклика произвольной точки мембраны эритроцита на возмущение другой ее точки, вызванное

оптической ловушкой. На рис. 2 показано смещение одного края мембраны эритроцита с нанометровой точностью, полученной из фазы ОКМ при колебаниях пинцетом другого края эритроцита.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 17-08-01716).

Литература

1. A. F. Fercher et al, Rep. Prog. Phys. **66**, p. 239 (2003)
2. Vasilica Crecea, Benedikt W. Graf, Member, IEEE, Taewoo Kim, Gabriel Popescu, and Stephen A. Boppart, Fellow, IEEE, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **20**, No. 2 (2014).
3. Keir C. Neuman and Steven M. Block, Review of Scientific Instruments **75**, No. 9, p. 2787 (2004)
4. Maria N. Romodina, Maria D. Khokhlova, Evgeny V. Lyubin & Andrey A. Fedyanin, Scientific Reports **5**, p. 10491 (2015)
5. Evgeny V. Lyubin, Maria D. Khokhlova, Maria N. Skryabina, and Andrey A. Fedyanin, Journ. of Biomed. Opt. **17**(10), p. 1015101 (2012)

ОБНАРУЖЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В СВАРНОЙ ОБЛАСТИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА МЕТОДАМИ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

Присяжнюк А.В., Соколенко Б.В., Полетаев Д.А.

Крымский ФУ им. В.И. Вернадского, Симферополь, Россия
e-mail: simplex@edu.cfuv.ru

В современной оптоволоконной промышленности актуальной задачей является контроль качества оптических волокон, однако, ограничения оптической широкопольной микроскопии в определении малых флуктуаций в объемном распределении показателя преломления обуславливают определенные трудности, в результате чего возникает необходимость разработки цифровых голографических методов дефектоскопии, чувствительных к структурным неоднородностям оптически прозрачных сред [1]. Визуализация распределения показателя преломления позволяет пространственные параметры дефектов оптического волокна. С этой точки зрения, наиболее подходящим методом для данной задачи является осевая цифровая голографическая микроскопия. В работе [2] продемонстрированы голографические схемы, используемые для определения дефектов твердых тел, авторы статьи [3] также применяют методы голографической интерферометрии при анализе деформаций заготовок оптического волокна, однако ограничиваются аналоговыми голограммами в белом свете.

Задачей настоящей работы является разработка и создание портативной безлинзовой осевой голографической системы для исследования дефектов в области сварного соединения двух одностипных волокон в режиме реального времени. Анализ неоднородностей был произведен на сварных областях оптических WDM-волокон: в первом случае было создано 10 мкм смещение сварного соединения, в другом – сварка в штатном режиме. С помощью восстановленного изображения из голограммы, записанной цифровым способом, становится возможно наблюдение дефектов сварного соединения, возникших за счет изменения показателя преломления как показано на рисунке 1.

Дефекты сварного соединения также наблюдаются на сварном соединении без видимого смещения волокон относительно друг друга, в то же время на изображении, полученном с микроскопа, явных дефектов не наблюдается. Указанная особенность восстановленных изображений прозрачных объектов из цифровой голограммы позволяет выявить дефекты и качественно оценить их пространственное положение и размер, как показано на рисунке 1. Портативная голографическая система становится полезной в «полевых» условиях для наблюдения за микроорганизмами, а также для мгновенного

анализа дефектов на производстве без применения более точного, но дорогостоящего оборудования и микроскопов. Для иллюстрации возможностей данной системы была разработана модель, использующая когерентный источник излучения: 5 мВт лазерный модуль с длиной волны излучения 650 нм, диафрагму с диаметром отверстия 30 мкм и КМОП-матрицу камеры модели VEA-830-USB. Принцип работы внеосевой конфигурации состоит в том, что когерентный пучок, проходя через диафрагму и освещая светоделительный кубик, разделяется на два пучка. Первый пучок, направленный на образец, проходит сквозь него, а второй, в свою очередь, отразившись от зеркала, при этом в плоскости матрицы КМОП регистрируется интерференция обоих пучков. Восстановление голограммы обеспечивается за счет программной обработки с производится в соответствии со скалярной теорией дифракции в приближении Френеля для интеграла дифракции Рэлея–Зоммерфельда.

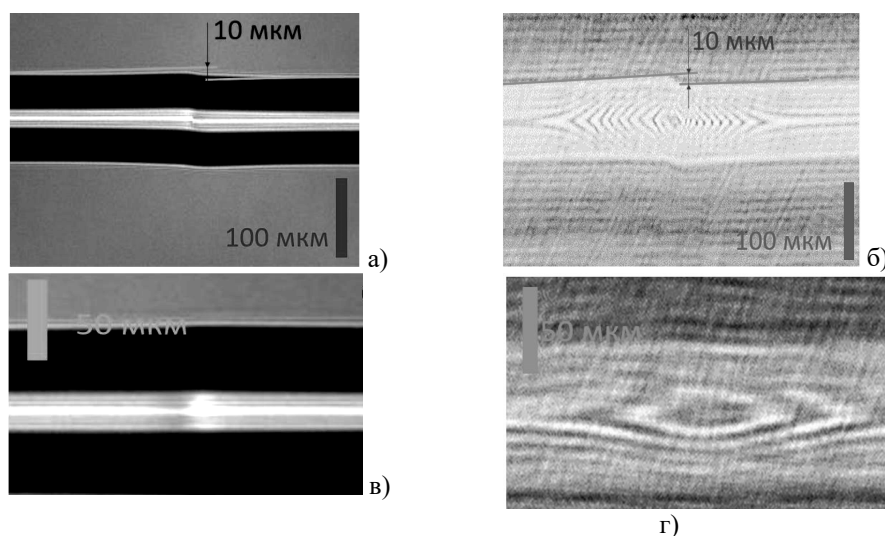


Рис.1. Экспериментальные микрофотоснимки оптического волокна со сварным дефектом (а, в) и соответствующее им восстановленное изображение из цифровой голограммы (б, г)

Литература

1. Алексеенко И.В., Гусев М.Е. Цифровая голографическая интерферометрия широкого спектрального диапазона в системах неразрушающего контроля динамики микро- и макросистем // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2014. Т. 57. No. 8. С. 626-631.
1. Диков О.В., Савонин С.А., Качула В.И., Перепелицына О.А., Рябухо В.П. Цифровая голографическая интерферометрия микродеформаций рассеивающих объектов // Известия саратовского университета. Сер.: Физика. 2012. Т. 12. No. 1. С. 12-17.
2. Конин Ю.А., Гаранин А.И., Перминов А.В. Дефектоскопия оптических волокон и заготовок методом голографической интерферометрии // Прикладная фотоника. 2015. Т.2 (2). С. 154-164.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛИЦИКЛИЧЕСКИХ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ ПРИ КОНЦЕНТРИРОВАНИИ ИХ В МИЦЕЛЛЯРНОМ РАСТВОРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Сокольникова С.Р., Татаринов Д.А.

Калининградский ГТУ, Калининград, Россия

E-mail: sokolsofy@mail.ru

Полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) - одни из наиболее опасных для человека экотоксикантов. Большинство веществ этой группы обладают выраженными канцерогенным, мутагенным и тератогенным действиями. ПАУ

попадают в организм человека из воздуха, питьевой воды и продуктов питания. Одним из наиболее опасных представителей ПАУ является бенз(а)пирен (БП). БП накапливается в организме человека, встраивается в структуру молекул ДНК и вносит ошибки в генетический код. В результате существует высокий риск возникновения онкологических заболеваний. Исследования показали, что именно БП является причиной появления большинства раковых опухолей [1-2].

Согласно российским нормативам предельно допустимая среднесуточная концентрация БП в воздухе 0.001 мкг/м^3 , в почве 0.02 мг/кг . Предельно допустимое содержание БП для большинства продуктов на территории Таможенного союза устанавливается регламентом ТР ТС 021/2011 на уровне не более 1 мкг/кг . Сложность защиты человека от БП и других веществ группы ПАУ связана с малостью концентраций этих веществ в объектах окружающей среды, поэтому на практике требуется высокочувствительный метод анализа [3-4].

В проведенном эксперименте был использован метод люминесцентного анализа, который на данный момент является одним из самых надежных экспресс-методов определения содержания загрязняющих веществ. В качестве представителя ПАУ выбран пирен, обладающий схожими спектрами люминесценции с БП. Для экстракции ПАУ применялся водный раствор натрия диоктилсульфосукцината (АОТ) в концентрации 0.1 моль/л . Его основной задачей являлось поглощение молекул ПАУ мицеллами раствора и их концентрирование, благодаря чему интенсивность люминесценции ПАУ увеличивается в тысячи раз. Для проведения люминесцентного анализа использовалась модульная система HORIBA Fluorolog-3 TCSPC.

В первой части эксперимента были измерены спектры люминесценции образцов пирена, растворенного в различном количестве в толуоле и в водном р-ре АОТ. Полученные спектры представлены на рис.1. Из графиков видно, что интенсивность люминесценции пирена в мицеллах АОТ значительно больше, чем при той же концентрации в растворе толуола.

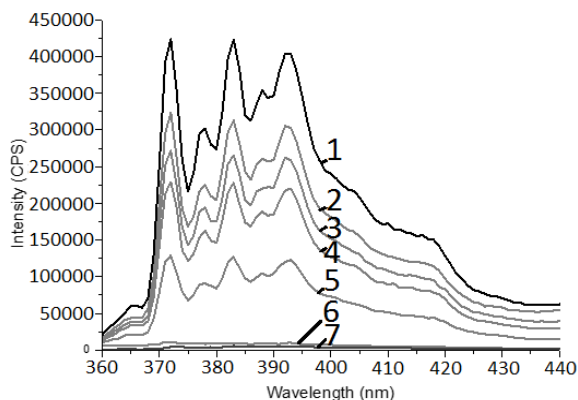


Рис.1. Спектры люминесценции пирена при различных концентрациях в АОТ:

- 1 - 0.0001 моль/л ;
- 2 - 0.00008 моль/л ;
- 3 - 0.00006 моль/л ;
- 4 - 0.00004 моль/л ;
- 5 - 0.00002 моль/л ;
- 6 - 0;
- в толуоле: 7 - 0.0001 моль/л ; □

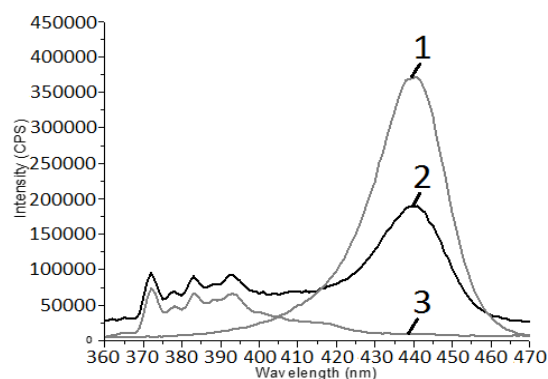


Рис.2. Спектры люминесценции:

- 1 – КТ;
- 2 - КТ и пирена в мицеллярном р-ре (0.0001 моль/л);
- 3 – пирена в мицеллярном р-ре (0.0001 моль/л).

Во второй части эксперимента были измерены спектры люминесценции образцов пирена в прямых мицеллах АОТ при добавлении коллоидных полупроводниковых квантовых точек CdSeS ZnS (КТ) с максимумом интенсивности на длине волны 440 нм . Результаты спектроскопии представлены на рис.2. Из графиков видно, что при

добавлении КТ происходит увеличение интенсивности люминесценции пирена примерно на 20%, при этом интенсивность люминесценции КТ уменьшается. Это можно объяснить возникновением переноса энергии с КТ на молекулу пирена.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. интенсивность люминесценции ПАУ в мицеллярном р-ре оказалась значительно выше интенсивности ПАУ в толуоле;
2. добавление КТ в мицеллярный р-р позволяет увеличить интенсивность люминесценции ПАУ примерно на 20%.

Эти результаты дают возможность проводить экспресс-анализы в-в на предмет содержания в них особо опасных для человека ПАУ без использования сложных и дорогостоящих методов высокоэффективной жидкостной хроматографии. Обсуждается вопрос о создании твердотельных адсорбентов на основе хитозана для проведения подобных исследований.

Литература

1. Страшко, А. В. Разработка полисахаридных матриц и условий твердофазного люминесцентного определения полициклических ароматических углеводородов для экологического мониторинга водных сред: дис. канд. техн. наук : 03.02.08 / Анна Владимировна Страшко; Саратов. гос. ун-т. – Саратов., 2015. – 124 с.
2. Сидоренко, С. В. Определение бензапирена методом высокоэффективной жидкостной хроматографии / С. В. Сидоренко, Н.А. Борщ // Современные тенденции развития науки и технологий. – 2016. – № 2-1. – с. 37-40.
3. ГН 2.1.6.3492-17. Постановление №165 об утверждении гигиенических нормативов ГН 2.1.6.3492-17. Предельно допустимые концентрации загрязняющих веществ в атмосферном воздухе городских и сельских поселений. Введ. 2017-12-22. Изм. от 31.05.2018 г.
4. ТР ТС 021/2011. Технический регламент Таможенного Союза. О безопасности пищевой продукции. Введ. 2011-12-09. - с. 127-152.

СТАБИЛЬНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ АЛМАЗОВ

Таболич АА

*Белорусский ГУ, физический факультет, Минск, Беларусь
E-mail: nastya.tabolich@mail.ru*

Ультрадисперсные алмазы (УДА) представляют собой наноматериал, отличающийся инертностью, низкой токсичностью и биосовместимостью [1].

В настоящее время существующая технология получения УДА не обеспечивает необходимую для большинства практических применений однородность состава и воспроизводимость характеристик данного материала. Полифункциональность поверхности является основной проблемой, которая приводит к неселективности протекающих на ней реакций. Необходимо также отметить, что для медицинских применений наибольшее значение имеют формы наноалмазов, способные образовывать стабильные водные суспензии. Именно поэтому внимание исследователей в последние годы сосредоточено на изучении свойств суспензий УДА [2–4].

В этой связи, актуальной является задача получения наноалмазов, поверхностный слой которых содержит функциональные группы преимущественно одного типа. Одним из возможных путей решения этой задачи является термообработка УДА в вакууме. Согласно данным, приведенным в работе [5] десорбция основных примесей с поверхности УДА происходит при температурах 700–900⁰С. Для полной очистки поверхности УДА требуется вакуумный отжиг при температуре 1100⁰С. В [6] было показано, что ва-

куумный отжиг при $T \leq 750^{\circ}\text{C}$ не влияет на структуру алмазных наночастиц. При более высоких температурах отжига на поверхности частиц начинается активное образование аморфного sp^2 -связанного углерода. При $T \geq 1050^{\circ}\text{C}$ наблюдается полная графитизация поверхности УДА. Таким образом, с точки зрения возможности их последующей обработки и функционализации представляется перспективным исследование характеристик суспензий, изготовленных на основе отожженных в вакууме порошков УДА.

В настоящей работе исследовалось влияние термической и ультразвуковой обработок на функциональный состав поверхности частиц УДА, а также седиментационная устойчивость их водных суспензий. Термообработка УДА производилась в вакууме в температурном интервале $500\text{--}1100^{\circ}\text{C}$ в течение 1 часа или на воздухе при температуре 430°C в течение 3 часов. После отжига водные суспензии УДА концентрацией 1 г/л обрабатывались ультразвуком частотой 35 кГц и мощностью 30 Вт в течение 30–60 минут.

В процессе проведенных исследований было показано, что путем предварительного отжига порошков УДА на воздухе или в атмосфере водорода и последующего диспергирования в водной среде, под воздействием ультразвука удается расщепить агломераты УДА промышленного синтеза со средним размером 100–200 нм, на составляющие их кристаллиты.

Показано что, вакуумный отжиг приводит к уменьшению содержания функциональных групп на поверхности ультрадисперсного алмаза. Отжиг на воздухе приводит к монофункционализации поверхности УДА карбоксильными группами. Последующая ультразвуковая обработка приводит к активации поверхности частиц. В целом, суспензии УДА, полученные комбинацией термического и ультразвукового воздействия, демонстрируют более высокую стабильность по сравнению с суспензией исходного алмаза. Эффективность дезагрегации зависит от условий термической обработки УДА. Наиболее стабильными спектральными свойствами обладают наноалмазы, отожженные в вакууме при 750°C , что вероятно может быть обусловлено эффективным очищением их поверхности от карбоксильных групп в процессе отжига. Разработанные методы активации поверхности ультрадисперсного алмаза детонационного синтеза делают этот материал привлекательным для дальнейшего практического применения.

Литература

1. Mochalin V.N. Adsorption of drugs on nanodiamond: toward developments of a drug delivery platform // *Molecular Pharmaceutics*. 2013. Vol. 10. № 10. p. 3728–3735.
2. Vul', A. Detonation Nanodiamonds: Science and Applications / A. Vul', O. Shenderova. – Boca Raton: Pan Stanford Publishing, 2013. – 346 p
3. Size-Dependent Reactivity of Diamond Nanoparticles / O. A. Williams [et al.] // *ACS Nano*. – 2010. – Vol. 4, № 8. – P. 4824–4830.
4. Алексенский А. Е. Оптические свойства гидрозолей детонационных наноалмазов // *Физ. тв. тела*. – 2012. – Т. 54, вып. 3. – С. 541–548.
5. Оптические свойства гидрозолей детонационных наноалмазов / А. Е. Алексенский [и др.] // *Физ. тв. тела*. – 2012. – Т. 54, вып. 3. – С. 541–548.
6. Кощеев, А. П. Термодесорбционная масс-спектрометрия в свете решения проблемы паспортизации и унификации поверхностных свойств детонационных наноалмазов // *Рос. хим. ж.* – 2008. – Т. 52, № 3. – С. 88–96.
7. Гусаков Г.А. . Влияние вакуумного отжига на структуру ультрадисперсных алмазов детонационного синтеза / Под ред. проф. В.И. Попечиц. Мн.: БГУ. 2017. с. 237-239

МЕТОДИКА ФОТОСЪЕМКИ И ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЯ МИКРОЧАСТИЦ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ И АЭРОЗОЛЬНЫХ ОБЛАКОВ ПРИ КОНТРОВОМ ОСВЕЩЕНИИ

Трошин И.Ю.

НИЯУ МИФИ, Москва, Россия;

Обнинский институт атомной энергетики (ИАТЭ), Обнинск, Россия

E-mail: aurumgo@gmail.com

Представлены результаты тестовых экспериментов по отработке техники макросъемки и методики обработки изображений микрочастиц для исследования процессов в пылевой плазме [1, 2] и аэрозольных облаках. Были поставлены две задачи. Первая – построение алгоритма обработки изображения ансамбля микрочастиц при контрольном освещении и проверка его работоспособности в экспериментах с аэрозолем воды. Вторая – проведение тестовых измерений с целью оптимизации оптической схемы системы регистрации с точки зрения её габаритов и разрешающей способности.

Использование контрольной подсветки объекта съемки позволяет построить алгоритм обработки изображения, построенный на принципах, имеющих простую физическую интерпретацию. Размер частиц определялся по интегральной величине полезного сигнала в изображении. В этом случае размер частицы можно определить и для низкоконтрастного, сильно размытого изображения. Для определения положения регистрируемой микрочастицы относительно плоскости наведения использовались результаты калибровочных измерений зависимости контрастности изображения тестовой миры от ее смещения относительно плоскости наведения объектива фотокамеры.

В результате, при обработке снимков можно определить полный набор характеристик ансамбля микрочастиц: размеры частиц (в том числе и при сильно размытом изображении), концентрацию, функцию распределения частиц по размеру, массовую плотность аэрозоля, коэффициент ослабления излучения, поперечные и продольные (относительно оси объектива) координаты частиц и соответствующие составляющие скорости движения.

В этой части работы для съемки использовалась скоростная видеокамера (12 bit, 1280x800 пикс, размер пикселя 20x20 мкм) в режиме 5000 к/с. Оптическая схема обеспечивала масштаб съемки 2,21:1 и состояла из объектива AF Micro-Nikkor 200mm f/4D IF-ED с набором удлинительных колец.

В тестовых измерениях по оптимизации оптической схемы системы регистрации изображения использовалась фотокамера Nikon D700 (размер пикселя 8.4x8.4 мкм) и тот же объектив. Для изменения масштаба изображения объектив устанавливался на различном расстоянии от фотокамеры. С помощью штриховых миры исследовалась зависимость качества изображения и разрешающей способности системы от увеличения оптической схемы. При больших масштабах съемки ($M > 5$) разрешающая способность была не хуже 140 штр/мм и превышала дифракционный предел на расчетную величину.

Литература

1. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // Успехи физ. наук. 2004. № 5.
2. В. Е. Фортов Плазменно-пылевые кристаллы и жидкости на земле и в космосе // вестник российской академии наук, 2005, том 75, № 11, с. 1012-1027

ВЛИЯНИЕ СКАНДИЯ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ
 $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$

Уханова А.О.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия**E-mail: ukhanova.ao16@physics.msu.ru*

Поиск новых сцинтилляционных материалов, а также улучшение свойств уже существующих является актуальной задачей в области современной спектроскопии. Установлено, что повышение светового выхода сцинтилляционных материалов может быть достигнуто методом инженерии зонной структуры, например, в смешанных кристаллах с частичным или полным замещением катионов [1]. Активированные ионами Ce^{3+} гранаты хорошо известны в качестве быстрых сцинтилляторов с высоким световым выходом [2,3]. В последние годы интерес вызывают новые сцинтилляционные кристаллы гранатов $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ (GAGG:Ce). Эти кристаллы уже применяются в качестве детекторов в медицинских томографах, однако, их существенным недостатком является наличие медленных компонент затухания свечения. Медленные компоненты вызваны наличием мелких ловушек в кристаллах GAGG:Ce и задача уменьшить влияние таких ловушек с использованием метода зонной инженерии является актуальной. В настоящей работе исследовано влияние частичного замещения катионов Al и Ga скандием на люминесцентные свойства монокристаллов, а также на структуру энергетических зон GAGG:Ce.

Кристаллы $Gd_{2.97}Ce_{0.03}Ga_3Al_2O_{12}+CaCO_3$ и $Gd_{2.97}Ce_{0.03}Ga_{2.5}Sc_{1}Al_{1.5}O_{12}+CaCO_3$ были выращены методом Чохральского из иридиевого тигля в атмосфере кислорода компанией «Фомос» (г. Москва). Измерения спектров люминесценции и возбуждения люминесценции, а также кривых термостимулированной люминесценции (ТСЛ) проводились на установке по люминесцентной спектроскопии твердого тела отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ в температурном диапазоне 80 – 500 К.

Установлено, что профиль и максимум спектра свечения практически не зависят от изменений состава GAGG:Ce. Добавление в состав Ca^{2+} не влияет на положение края фундаментального поглощения, тогда как введение Sc^{3+} вызывает смещение дна зоны проводимости в сторону более низких энергий. Также наблюдается смещение порога температурного тушения в область низких температур. Эффект связан с уменьшением энергетической щели между 5d(1) уровнем Ce и дном зоны проводимости. Получены температурные зависимости интенсивности люминесценции при возбуждении различными энергиями. Показано, что с низкоэнергетическим смещением дна зоны проводимости при частичном замещении катионов Al и Ga скандием происходит уменьшение энергии активации ловушек и соответствующий сдвиг пиков ТСЛ в область низких температур. Определены энергии активации ловушек, отвечающие за появление пиков ТСЛ. Таким образом, продемонстрирована возможность модификации люминесцентных свойств частичным замещением катионов ионами Sc^{3+} в кристаллах GAGG:Ce. В результате анализа данных эксперимента построена схема зонной структуры GAGG:Ce и определено влияние скандия на зонную структуру.

Литература

1. Fasoli M., et al. Band-gap engineering for removing shallow traps in rare-earth $Lu_3Al_5O_{12}$ garnet scintillators using Ga^{3+} doping // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. 081102.
2. Dujardin C. Inorganic scintillating materials // Techniques de L'Ingenieur. 2018. EE6347.
3. Sidletskiy O. Trends in Search for Bright Mixed Scintillators // Phys. Stat. Sol. A. 2018. 1701034.

ОПТОФЛЮИДНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЕМ
СФЕРИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Федоров В.Л.

НИУ МИЭТ, Москва, Россия

Email: fedorov_basil@mail.ru

Технология манипулирования микроскопическими объектами при помощи лазерного излучения высокой интенсивности открывает новые возможности в таких областях, как клеточная биология, микрофлюидика, оптофлюидика, материаловедение, микро- и наноэлектроника.

Создавая комбинированные системы, основанные на применении лазерного излучения во взаимодействии с другими физическими эффектами, можно производить удержание, контролируемый перенос, сортировку и осаждение микро- и нанообъектов различной природы. [1]

В данной работе, предложены оптофлюидные системы для управления положением сферических диэлектрических частиц при помощи оптических ловушек.

Проведено моделирование силовых полей в оптофлюидных системах для трех конфигураций одиночной оптической ловушки [2]. Модели описывают воздействие сил светового давления на сферическую диэлектрическую частицу [3] в приближении геометрической оптики [4], а также, действие силы Стокса на частицу, движущуюся относительно жидкости в канале оптофлюидного чипа.

Диэлектрическая не поглощающая частица сферической формы с показателем преломления n_2 помещена в жидкую среду с показателем преломления $n_1=1.333$ (Вода) и имеет радиус $r=10^{-5}$ м.; $n_2=2.438$ – показатель преломления для обыкновенного луча в монокристалле CdS при длине волны облучения 650 нм [6]. Динамическая вязкость воды составляет $8.937 \cdot 10^{-4}$ Па·с при 25 °С [5]. Прямой и обратный фотофорез не рассматриваются.

Оптические ловушки трех различных конфигураций, образованы когерентными оптическими полями с высокой интенсивностью и большим градиентом интенсивности (интенсивность света уменьшается в e -раз на расстояниях порядка длины волны λ). Во всех моделях полная мощность излучения лазера $P=100$ мВт на длине волны $\lambda=650$ нм. Излучение линейно поляризовано.

Задача решена для трех конфигураций:

- 1) Частица в поле лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности и квазиплоским волновым фронтом. Поперечный размер гауссова пучка ρ_0 , характеризуемый радиусом по уровню интенсивности e^{-1} от максимума, равен $\rho_0=10^{-5}$ м. Обнаружена зависимость модуля возвращающей силы от угла между вектором силы и плоскостью поляризации. Построена двумерная потенциальная яма.
- 2) Сферическая частица в поле точечного источника. Построена одномерная потенциальная яма
- 3) Однопучковая оптическая ловушка образованная сфокусированным гауссовым пучком $\rho_0=2 \cdot 10^{-3}$ м. В качестве фокусирующей системы в данной модели выступает тонкая линза с фокусным расстоянием $f=1.9 \cdot 10^{-3}$ м, и не учитываются геометрические aberrации, присущие реальным оптическим системам. Построена одномерная потенциальная яма.

На основании первой конфигурации, предложена концепция оптофлюидного вентилля для оптофлюидного чипа [1]. За счет пространственной асимметрии градиентных сил, становится возможным, управлять потоком частиц в микроканале, поворачивая плоскость поляризации относительно силы Стокса. Компонента силы светового давле-

ния, действующая вдоль пучка [4], должна быть скомпенсирована встречным соосным пучком равной интенсивности, или иным образом.

Частица, движущаяся в канале оптофлюидного чипа, попадает в область действия поперечных градиентных сил оптической ловушки. При этом, скорость потока жидкости в канале подобрана таким образом, чтобы сила Стокса была равна по модулю и противоположна по направлению градиентной силе в локальном максимуме (сила Стокса перпендикулярна плоскости поляризации). В данном случае, существует только одна точка в которой градиентная сила компенсирует силу Стокса. Оптофлюидный вентиль открыт. Частица продолжает движение по каналу.

После поворота плоскости поляризации параллельно силе Стокса, градиентная сила в области глобального максимума удерживает частицу в ловушке. Появляются точки устойчивого и неустойчивого равновесия. Оптофлюидный вентиль, в данном случае, закрыт. Частица удерживается градиентными силами.

Оптическая ловушка выполняет дополнительную функцию фокусировки потока отдельных частиц в канале.

Рассмотрена возможность создания непрерывного поля градиентных сил над подложкой [1]. Набор точечных источников, периодически расположенных в плоскости, позволяет создавать непрерывное поле градиентных сил, образуя двумерную потенциальную яму на некотором удалении от этой плоскости. Таким образом, создается «Оптическая подушка» удерживающая над поверхностью подложки микрообъекты различной природы, и позволяющая перемещать их без трения.

По схеме иммерсионного аналитического ультрамикроскопа создана лабораторная установка «Оптический пинцет» для экспериментального наблюдения эффектов, связанных с силовым воздействием оптических полей на микрообъекты. В установке реализован горизонтальный ввод излучения в герметичную микрокювету. Для сведения фокусов высокоапертурных объективов, с взаимно перпендикулярными оптическими осями, в одну точку, входные окна микрокюветы выполнены из плоскопараллельных пластин покровного стекла толщиной $d=200$ мкм.

Проведен эксперимент по перемещению малоразмерных частиц CdS в канале гауссова пучка высокой интенсивности [2].

Литература

1. В.Л. Федоров, В.М. Ишимов. Исследование градиентных механических сил для различных конфигураций оптических ловушек. Материалы XVI Курчатовской междисциплинарной молодежной научной школы. Сборник Аннотаций. НИЦ «Курчатовский институт». Москва, Россия 6-9 ноября 2018.
2. Федоров В.Л. Различные конфигурации оптических ловушек для сферической диэлектрической частицы. Материалы XXV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам "Ломоносов-2018". Сборник тезисов. - М. Физический факультет МГУ. 2018.
3. Эшкин А. Давление лазерного излучения // УФН. 1973. Т. 110, вып. 1.С. 101.
4. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика: Учебник – М.:Изд-во Моск. Ун-та, 1998.-656с.
5. Павлов, К. Ф., Романков П.Г., Носков А.А. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии: Учебное пособие для вузов. Под ред. П.Г. Романкова. - 11-е изд., стереотипное. Перепечатка с изд. 1987 г. - М.: ООО «РусМедиаКонсалт», 2004. - 576 с.
6. Czyzak'S. 3., W. M. B a ker, R.C. Crane, J.-B. H owe. Refractive indices of single synthetic zinc sulfide and cadmium crystals J. Opt.Soc. Am., 1957, V. 47, N9 3, p. 240.

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ-ШУМ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАБОТУ КОГЕРЕНТНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА

Фомиряков Э.А.¹, Харасов Д.Р.

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

²МФТИ, ФРТК, Долгопрудный, МО, Россия

E-mail: fomiryakov@t8.ru

Когерентные оптические рефлектометры (Ф-ОТDR) используются в распределенных виброакустических датчиках для охраны и мониторинга протяженных объектов [1]. Принцип действия Ф-ОТDR заключается в следующем: одномодовое волокно зондируется оптическими импульсами, а часть рассеянного на неоднородностях волокна излучения распространяется в обратном направлении и регистрируется быстрым фотоприемным устройством (ФПУ). Внешние механические или температурные воздействия на волокно приводят к смещению рассеивающих центров, что в свою очередь вызывает изменения регистрируемого сигнала (рефлектограммы).

Чувствительность Ф-ОТDR к внешним воздействиям ограничивается собственными шумами, такими как: шум спонтанной люминесценции (ASE) от волоконных эрбиевых усилителей (EDFA), собственные амплитудные и фазовые шумы лазера [2], шумы фотоприёмного тракта (тепловой и дробовой шумы), шумы электрических усилителей и т.д. Ранее нами в [2] показано, что для сигнала рефлектограммы с первых километров волокна основным источником шумов являются случайные флуктуации фазы лазерного излучения. Стоит отметить, что в [2] мощность излучения всех тестируемых лазеров превышала 4 мВт. Задача этой работы – определить при каких мощностях излучения лазера шумы ASE от усилителя мощности (бустера) и оптического предусилителя начинают влиять на чувствительность Ф-ОТDR на первых километрах.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В качестве источника излучения использовался узкополосный лазер (ширина линии менее 3 кГц). Для формирования оптических импульсов длительностью 200 нс и формой близкой к прямоугольной использовался акустооптический модулятор (АОМ). Мощность зондирующего импульса устанавливалась на уровне 200 мВт (оценивалась с помощью фотоприемника ФП и осциллографа) регулировкой коэффициента затухания на переменном аттенюаторе (VOA) и коэффициентов усиления двухкаскадного бустера. Для отсекающей большей части шумов ASE бустера использовался спектральный фильтр с полосой $B_0 = 10$ ГГц. Обратнорассеянный оптический сигнал усиливался оптическим предусилителем с фиксированным коэффициентом усиления, регистрировался ФПУ и обрабатывался с помощью аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) и компьютера (ПК).

В данной работе параметром, характеризующим чувствительность Ф-ОТDR является $eSNR$ [2]:

$$eSNR(z) = \frac{\langle I(z) \rangle^2}{\sigma_I^2(z)} * g(z),$$

где $\langle I(z) \rangle$ и $\sigma_I^2(z)$ – среднее значение и дисперсия интенсивностей I последовательно измеренных рефлектограмм от точки волокна z , $*$ – оператор свёртки, $g(z)$ – функция усредняющего фильтра. Шум ASE характеризовался оптическим отношением сигнал-шум (OSNR) [3]. Для импульса со скважностью Γ OSNR в полосе 0,1 нм можно вычислить следующим образом:

$$OSNR_{0,1}^{um} = \frac{P_{S+ASE} - P_{ASE}}{P_{ASE}} \cdot \Gamma \cdot \frac{B_0}{0.1},$$

где P_{S+ASE} – средняя суммарная мощность сигнала и ASE после фильтра, P_{ASE} – мощность ASE после фильтра. В случае, когда усилитель не находится в режиме насыщения, для измерения OSNR импульса может использоваться измеритель оптической мощности (ОПМ), с помощью которого измеряется выходная мощность при наличии и

отсутствии импульса на входе в усилительный каскад. Это соответствует последовательному измерению P_{S+ASE} и P_{ASE} .

На рис.2 показаны зависимость $eSNR_0 = eSNR(0)$ от OSNR импульса и от оптической мощности лазера, входящей в АОМ. На графиках видно, что для используемого лазера максимальный уровень $eSNR_0$ составляет 31-32 дБ. Для того чтобы шумы ASE от бустера не оказывали влияние на чувствительность Ф-ОТДР, требуется OSNR импульса более 45 дБ, а мощность входного излучения лазера более 0,1 мВт.

Исследовано влияние OSNR зондирующего излучения на чувствительность Ф-ОТДР. Показано, что при мощности лазера менее 0,1 мВт шумы ASE бустера снижают чувствительность Ф-ОТДР.

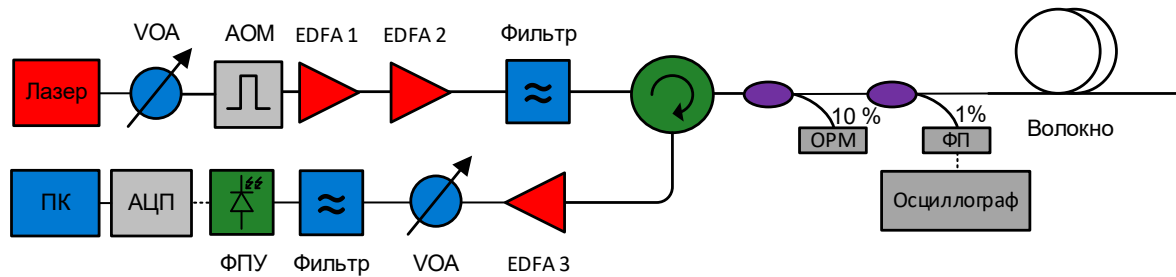


Рис.1. Схема экспериментальной установки

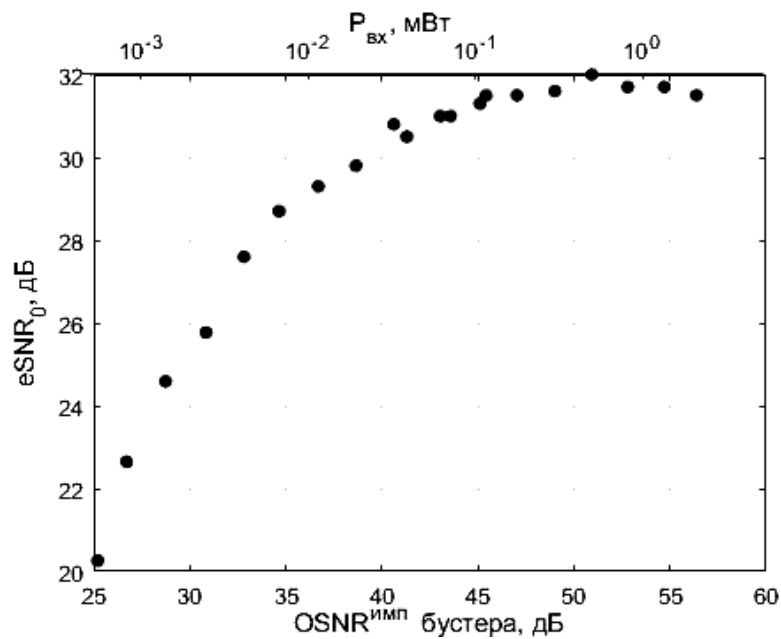


Рис.2 Зависимость $eSNR_0$ от OSNR

Литература

1. Горбуленко В.В., Леонов А.В., Марченко К.В., Трещиков В.Н. «Волоконно-оптическая система «Дунай»», Фотон-Экспресс 5, стр.12-15 (2014)
2. Фомиряков Э.А. и др. Международная конференция Инжиниринг & Телекоммуникации – En&T 2018, Сборник тезисов. — МФТИ Москва, 2018. — С. 8–11.
3. Don H. Johnson, «Signal-to-noise ratio». Scholarpedia, 1(12):2088, (2006).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВОДОРАСТВОРИМЫХ КОМПЛЕКСОВ ЕВРОПИЯ НА
ОСНОВЕ N-ГЕТЕРОЦИКЛИЧЕСКИХ ЛИГАНДОВ,
СОДЕРЖАЩИХ ФОСФОНОВЫЕ ЗАМЕСТИТЕЛИ

Фрейдкин М.П.¹, Харчева А.В.¹, Фарат О.К.², Зорин Р.А.³

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

²МГУ имени М.В.Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия

³Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова РАН,
Москва, Россия

E-mail: freidkin.mih@inbox.ru

Актуальность изучения координационных комплексов редкоземельных элементов связана с уникальными характеристиками люминесцентного излучения данных соединений: узким линиям свечения, высокой интенсивности излучения и большого времени жизни возбужденного состояния. Благодаря этому они находят широкое применение в качестве люминесцентных материалов в различных областях науки и техники, в том числе в биомедицинских исследованиях.

В работе исследовалась люминесценция комплексов европия с различными N-гетероциклическими лигандами, содержащими фосфоновые заместители, в виде растворов в воде и тяжелой воде, а также при добавлении NaCl и KCl. Спектры поглощения растворов регистрировались на спектрофотометре Solar PB2201, спектры фосфоресценции – на спектрофлуориметре Solar CM2203.

Изученные комплексы европия поглощают в ультрафиолетовой области спектра. Типичный спектр испускания фосфоресценции комплексов европия имел несколько пиков в красной области спектра: в диапазоне длин волн 585-600 нм, соответствующий переходу $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$, наиболее интенсивный – 610-620 нм (переход $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$), а также на длинах волн 680-710 нм (переход $^5D_0 \rightarrow ^7F_4$) (рис. 1). Интенсивность люминесценции комплексов европия зависела от типа лиганда и используемого растворителя.

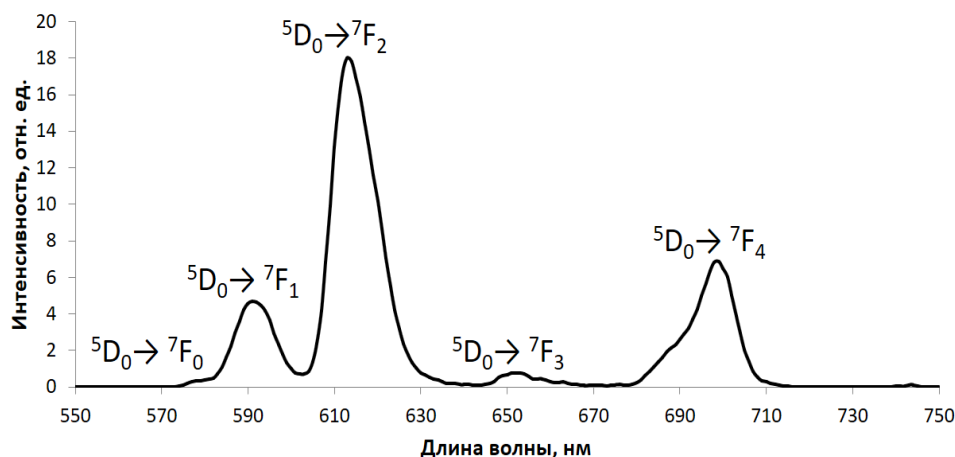


Рис. 1. Спектр испускания фосфоресценции комплекса европия при возбуждении светом с длиной волны 270 нм.

Измерена кинетика затухания фосфоресценции комплексов европия, растворенных в воде и тяжелой воде (рис. 2), рассчитаны времена жизни возбужденного состояния иона европия. Вследствие тушения фосфоресценции иона европия ОН-группами молекул воды происходило уменьшение интенсивности люминесценции и времени жизни возбужденного состояния иона европия. Для определения количества молекул воды q в первой координационной сфере иона европия в комплексах использовалась эмпирическая формула [1]:

$$q = 1.2 \left(\frac{1}{\tau_{H_2O}} - \frac{1}{\tau_{D_2O}} - 0.25 \right),$$

где τ_{H_2O} и τ_{D_2O} - времена жизни возбужденного состояния иона европия в растворах комплексов в воде и тяжелой воде, соответственно. Было получено, что в первой координационной сфере иона европия в изученных комплексах содержится от 1 до 2 молекул воды.

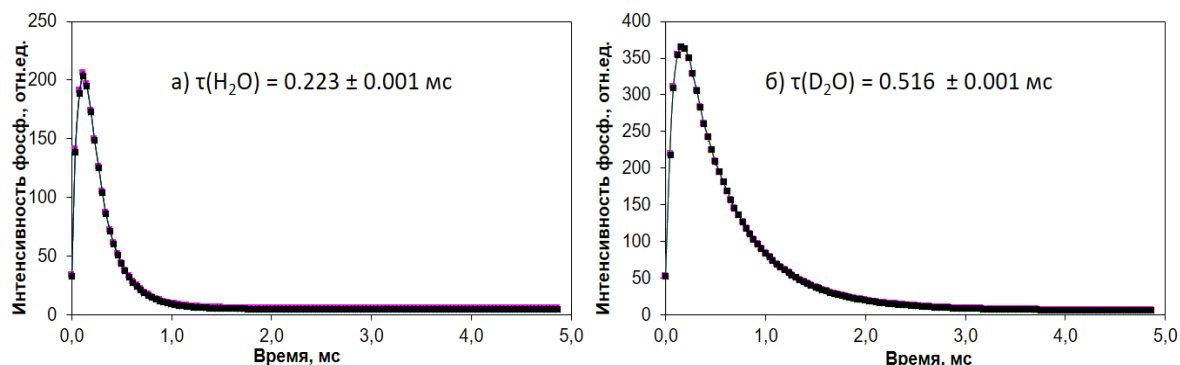


Рис. 2. Кинетика затухания фосфоресценции комплекса европия, растворенного в воде (а) и в тяжелой воде (б) (концентрация $C = 1 \cdot 10^{-5}$ моль/л).

Также было рассмотрено влияние солей на люминесценцию раствора. При добавлении соли NaCl или KCl в водный раствор комплекса ОК-18 наблюдалось незначительное уменьшение интенсивности люминесценции одновременно для всех линий в спектре испускания. Падение интенсивности не превышало 11% для соли KCl с концентрацией $5 \cdot 10^{-3}$ моль/л и 26% для NaCl с концентрацией $6 \cdot 10^{-3}$ моль/л. Форма спектра испускания люминесценции, спектр поглощения, время жизни возбужденного состояния при добавлении NaCl или KCl до концентрации $1.15 \cdot 10^{-3}$ моль/л и $0.75 \cdot 10^{-3}$ моль/л соответственно не изменялись.

Проведенные исследования комплексов европия свидетельствуют о высокой интенсивности излучения и длительном времени жизни люминофоров, что позволяет использовать их в качестве эффективных люминесцентных источников в различных разделах науки и техники.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н., доценту физического факультета МГУ Пацаевой С.В. за научное руководство данной работой, к.х.н., старшему научному сотруднику химического факультета МГУ Борисовой Н.Е. за предоставленные комплексы европия.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-02-01023а.

Литература

1. Koen Binnemans. Interpretation of europium(III) spectra // Coordination Chemistry Reviews, Volume 295, 2015, Pages 1-45.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВОДОРАСТВОРИМОГО КОМПЛЕКСА ЕВРОПИЯ

Харитонов Д.А.¹, Харчева А.В.¹, Фарат О.К.²

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

²МГУ имени М.В.Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия

E-mail: kh_ditaa@mail.ru

Люминесцентные свойства комплексов редкоземельных металлов обуславливают широкую потенциальную сферу их применения, например, в качестве молекулярного термометра, маркера различных химических соединений. Комплексы также

представляют большой интерес для создания органических светоизлучающих диодов. Люминесценция в таких комплексах реализуется за счет поглощения света органическим лигандом с последующей передачей энергии на резонансный уровень иона лантанида. Поскольку внешние факторы оказывают большое влияние на люминесцентные характеристики комплексов редкоземельных элементов, регистрация спектров люминесценции в различных условиях эксперимента является важной задачей.

В данной работе исследовались температурные зависимости спектров испускания и возбуждения люминесценции, спектров поглощения, а также кинетики затухания люминесценции растворов комплекса европия с лигандом, замещенным фосфоновыми кислотами, в воде и тяжелой воде. Спектры поглощения регистрировались на спектрофотометре Solar PB 2201. Спектры испускания и возбуждения люминесценции, кинетика затухания люминесценции регистрировались на спектрофлуориметре Solar CM 2201. Для задания и поддержания необходимой температуры использовались термостатируемые кюветные отделения, диапазон изменения температур составлял от 20 до 60 °С.

Было получено, что спектр поглощения комплекса европия не зависит от температуры раствора. Время жизни люминесценции также не зависит от температуры и составляет 0,35 мс при измерениях образца в воде и 1,40 мс при измерениях в тяжелой воде. Используя значения времен жизни люминесценции комплекса европия в воде и тяжелой воде было рассчитано количество молекул воды, входящих в первую координационную сферу иона европия по эмпирической формуле [1]. Данное число оказалось равным 2,0 и не менялось при увеличении температуры, что согласуется с результатами элементного анализа. Было выявлено, что при увеличении температуры раствора происходит уменьшение интенсивности люминесценции комплекса европия. Температурная зависимость интегральной интенсивности люминесценции состоит из двух линейных участков. Было сделано предположение, что подобная зависимость вызвана диссоциацией комплекса европия в воде при повышении температуры, при этом в тяжелой воде диссоциация происходит значительно медленнее, и поэтому она не была зафиксирована в данной работе.

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н., доценту физического факультета МГУ Пацаевой С.В. за научное руководство данной работой, к.х.н., старшему научному сотруднику химического факультета МГУ Борисовой Н.Е. за предоставленный комплекс европия.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-02-01023а.

Литература

1. Supkowski R.M., Horrocks Jr W. DeW. On the determination of the number of water molecules, q , coordinated to europium(III) ions in solution from luminescence decay lifetime // *Inorganica Chim. Acta*. 2002. V. 340. P. 44-48.

ДИНАМИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В КВАЗИ-РТ-СИММЕТРИЧНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДИСПЕРСИЕЙ

Цветков Д.М.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: cmex-d@ya.ru

В XXI веке, благодаря высокому развитию технологий изготовления различных гетерогенных оптических сред, резко возрос интерес к искусственным метаматериалам, в том числе, обладающим симметрией четность-время – РТ-симметричным материалам [1]. Первые исследования в физике РТ-симметричных сред были проведены Бендером и Боттчером [2]. Они продемонстрировали, что квантовые системы с неэрмитовыми опе-

раторами могут обладать действительными спектрами энергий, если потенциалы таких систем обладают РТ-симметрией. Подобная концепция может быть реализована и в оптике в средах с усилением и поглощением. Эта идея позволила наблюдать множество новых оптических явлений как в линейной, так и нелинейной оптике в случае параксиального приближения для монохроматических пучков и квазимонохроматических импульсов [1,3]. Однако динамика распространения коротких импульсов в РТ-симметричных средах остается мало изученной, так как вследствие принципа причинности, выраженного в оптике соотношением Крамерса–Кронига, РТ-симметрия в среде может быть реализована лишь для одной частоты света.

Целью настоящей работы является исследование динамики распространения коротких лазерных импульсов в квази-РТ-симметричной среде, обладающей материальной дисперсией [4]. Большое по сравнению с шириной спектра падающего излучения неоднородное уширение спектральной линии резонансных атомов может обеспечить широкополосную квази-РТ-симметрию, позволяющую впервые изучать динамику импульсов в подобных средах [5]. С использованием этой концепции, спектральным методом была численно решена граничная задача распространения импульса в одномерном РТ-симметричном фотонном кристалле (ФК) с дисперсией в условиях динамической брэгговской дифракции в геометрии Лауэ вне параксиального приближения. Особое внимание уделено эффекту асимметрии брэгговского отражения вблизи особой точки распада РТ-симметричности решения [6].

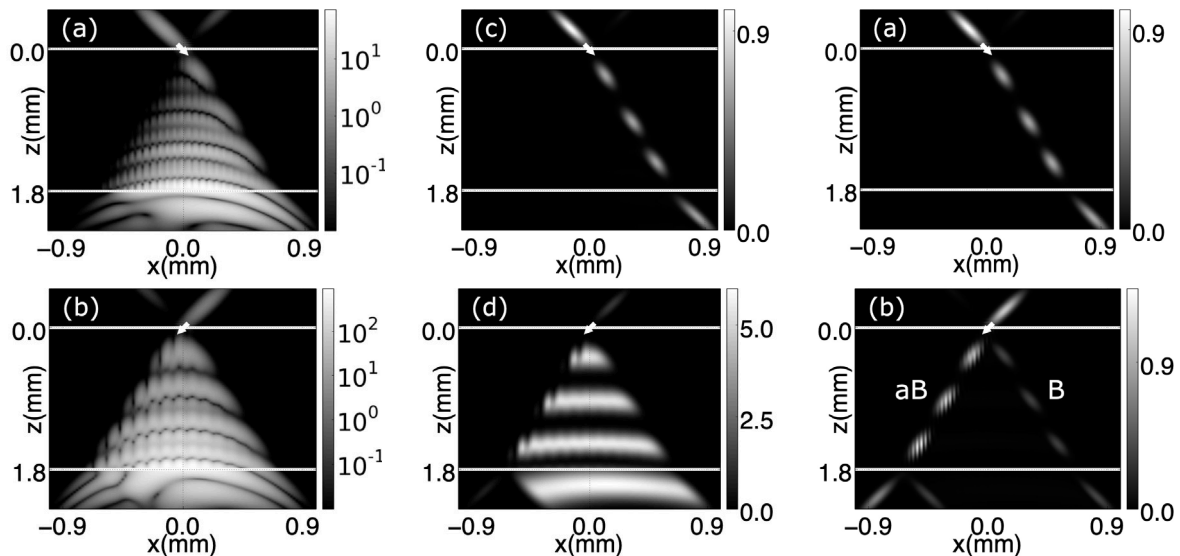


Рис.1. Восстановление РТ-симметрии на примере асимметрии брэгговского отражения. Представлены мгновенные снимки импульса, падающего по направлению стрелки на верхнюю поверхность ФК, отмеченную белой линией, при временах $t = -1, 2, 5, 8, 11$ пс.

Рис.2. Деление импульса в квази-РТ-симметричном ФК. В и aB – бормановская и антибормановская компоненты импульса.

Пусть на поверхность ФК под углом θ падает гауссовский импульс длительностью 1 пс. На рис. 1 продемонстрировано восстановление РТ-симметрии среды в конечном диапазоне частот на примере асимметрии брэгговского отражения: (a,b) – случай малого неоднородного уширения резонансной линии при точном выполнении условия Брэгга (сверху $\theta > 0$, снизу $\theta > 0$). Видно, что импульс претерпевает усиление одного характера в обоих случаях. На рис. 1 (c,d) уже используется большое неоднородное уширение. В данном случае наблюдается эффект асимметрии брэгговского отражения, а именно: прохождение импульса практически без изменений в случае положительного угла падения на ФК (c) и усиление и пространственное расширение в случае отрицательного угла падения (d). На рис. 2 представлен эффект деления импульса в случае широкополосной РТ-симметрии. При положительном угле падения на ФК, (a), импульс, аналогично случаю рис. 1 (c) распространяется как в классической консервативной среде, а при изменении угла падения (b) – претерпевает деление на две компоненты,

причем бормановская составляющая представлена лишь дифрагированной волной, что кардинально отличается от случая консервативных ФК.

Восстановление квази-PT-симметрии позволяет решать множество новых задач распространения коротких импульсов и квазимонохроматических пучков в PT-симметричных средах. Оптические явления, получаемые при решении этих задач, позволяют управлять свойствами и динамикой лазерных импульсов за счет малых изменений параметров ФК и самого излучения.

Литература

1. Зябловский А.А., et. al. // PT-симметрия в оптике // Успехи физических наук. 2014. Т.184. №11. P.1178-1198.
2. Bender C.M., Boettcher S. // Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry // Phys. Rev. Lett. 1998. V.80, P.5243-5245.
3. Konotop V.V., Yang J., et al. // Nonlinear waves in PT-symmetric systems // Rev. Mod. Phys. 2016. V.88. P.035002.
4. Tsvetkov D.M., Bushuev V.A., Konotop V.V., and Mantsyzov B.I. // Broadband quasi-PT-symmetry sustained by inhomogeneous broadening of the spectral line // Phys. Rev. A. 2018. V.98. P.053844.
5. Tsvetkov D.M., Bushuev V.A., and Mantsyzov B.I. // Optical-pulse dynamics under quasi-PT-symmetry // Phys. Rev. A. 2019 (accepted).
6. Bushuev V.A., Dergacheva L.V., and Mantsyzov B.I. // Asymmetric pendulum effect and transparency change of PT-symmetric photonic crystals under dynamical Bragg diffraction beyond the paraxial approximation // Phys. Rev. A. 2017. V.95. P.33843.

ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ НА ОСНОВЕ БЛОХОВСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Чежегов А.А.¹, Попкова А.А.²

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: chezhegov@nanolab.phys.msu.ru

Блоховские поверхностные волны (БПВ) в фотонных кристаллах, несмотря на их полувековую историю [1], до сих пор вызывают интерес у исследователей. Эти поверхностные электромагнитные волны могут существовать в спектральной области фотонной запрещённой зоны фотонного кристалла (ФК). Экспериментально БПВ проявляют себя, как узкий резонанс в спектрах отражения и пропускания ФК [2].

БПВ рассматриваются как альтернатива поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в металлах [3]. ППП - это широко известные поверхностные волны [4], которые получили широкое распространение в оптическом зондировании и в качестве элементной базы для оптоэлектроники и интегральной оптики. К несчастью, распространение ППП существенно ограничено омическими потерями в металлах в видимой области спектра [5]. Полностью диэлектрическая структура ФК приводит к низким омическим потерям, вследствие чего длина распространения БПВ достигает миллиметров и высокой добротности резонансов [6].

В настоящее время БПВ получили широкое распространение в качестве основы высокочувствительных компактных биосенсоров [7]. Особый интерес к исследованию БПВ обусловлен возможностью создания компактных, микро- и нано- масштабных сверхбыстрых оптических переключателей на их основе. Таким образом, изучение БПВ интересно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. В данной работе изучалась сверхбыстрая динамика БПВ с помощью измерения зависимости относительного изменения коэффициентов отражения от времени задержки фемтосекундных лазерных импульсов, отраженных от ФК[8].

Используя метод матриц распространения были проведены численные расчёты структуры, спектров отражения и распределение поля для ФК. Исследуемый образец представляет собой одномерный ФК состоящий из 7 пар чередующихся диэлектрических слоёв $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ с толщинами 160 и 112 нм соответственно, с дополнительным верхним слоем SiO_2 толщиной 260 нм и монослоем графена, нанесенным на поверхность ФК с помощью метода химического осаждения из паровой фазы (CVD), для возбуждения БПВ в спектральном диапазоне лазера. Использование слоя графена обусловлено его высоким нелинейным коэффициентом χ^3 , а также малой толщиной не оказывающей существенного препятствия для возбуждения БПВ. Структура ФК была подобрана для возбуждения резонансов БПВ на длинах волн 750–850 нм и углов падения больших полного внутреннего отражения. Показатели преломления слоев составляют 1.454 (SiO_2) и 2.098 (Ta_2O_5) для центральной длины волны лазера — 780 нм. Источником излучения служил титан-сапфировый лазер с возможностью перестройки в спектральном диапазоне от 750 до 850 нм, который в совокупности с прекомпрессором позволял генерировать импульсы длительностью 50 фс с частотой повторения 80 МГц. Для возбуждения БПВ использовалась схема Кречмана. Для наблюдения узкого спектрально-углового резонанса БПВ использовалась схема пространственной фильтрации, состоящая из линзы, апертуры и монохроматора. Эксперимент проводился в схеме “зонд-накачка” для *s*- и *p*-поляризованного излучения накачки с разрешением по линии задержки в 3 фс. Излучение делилось на каналы зонда и накачки с помощью светоделительной пластины, причём коэффициент деления составлял 1:8. Излучение накачки и зонда независимо фокусировались на слое графена. Диаметр пятна фокусировки зонда составлял 8 мкм, поверхностная плотность энергии накачки составляла 5.31×10^{-4} Дж/см².

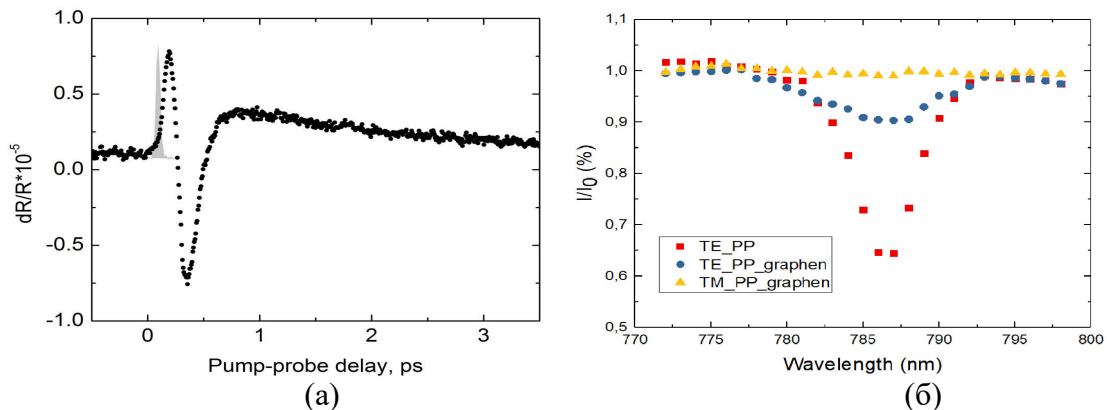


Рис. 1: (а) изменение коэффициента отражения $\Delta R/R$ от времени задержки импульсов зонда и накачки. Серая область показывает импульс накачки, точками обозначены экспериментальные значения; (б) соответствующие нормированные спектры отражения при угле падения 45° (красные точки — экспериментальные значения спектра отражения образца с графеном для *s* поляризации, синие точки — экспериментальные значения спектра отражения образца с графеном для *s* поляризации, жёлтые точки — экспериментальные значения спектра отражения образца без графеном для *p* поляризации).

В ходе эксперимента были измерены зависимости относительного изменения коэффициента отражения $\Delta R/R$ от времени задержки импульсов зонда и накачки. Измерялась интегральная интенсивность импульса зонда на всех длинах волн, составляющих спектр импульса. На рис.1 (а) приведены результаты для угла падения 45° с центральной длиной волны излучения 780 нм. Определено, что $\Delta R/R$ при отражении от образца с монослоем графена больше чем от чистого ФК на два порядка. Спектры отражения показывают, что добротность резонанса БПВ для чистого ФК составляет 177 ± 5 , а для ФК с монослоем графена составляет 89 ± 5 (на рис.1 (б) показаны соответствующие нормированные спектры для угла падения 45°).

Литература

1. P. Yeh and A. Yariv, J. Appl. Phys. Lett., 32, 104–105 (1978).
2. Y. Augenstein, A. Vetter, B.V. Lahijani, H.P. Herzing, C. Rockstuhl and M. Kim, J. Science & Applications 7, 104 (2018)

3. I.V. Soboleva, M.N. Romodina, E.V. Lyubin and A.F. Fedyanin, J. Appl. Sci. 8, 127 (2018).
4. W.L. Barnes, A. Dereux and T.W. Ebbesen, Nature 424, 825 (2003).
5. V. Agranovich and D. Mills, Elsevier: Amsterdam, The Netherlands, Volume 1 (1982)
6. R. Dubey, E. Barakat, M. Häyrynen, M. Roussey, S.K. Honkanen, M. Kuittinen and H.P. Herzig, J. Eur. Opt. Soc.-Rapid Publ., 13, 5 (2017).
7. H.K. Baghbadorani, J. Barvestani and S.R. Entezar, J. Opt. Soc. Am. Vol. 56, pp. 462-469 (2017).
8. P. Dong and J. Cheng, 2 Spectroscopy 32(4) (2017).

РЕЗОНАНСЫ МИ И НАСЫЩЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В НАНОАЛМАЗАХ

Эльяс Е.И.¹, Обыденнов Д. В.²¹Филиал МГУ имени М. В. Ломоносова в г. Севастополе, Севастополь, Россия¹МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: elias@nanolab.phys.msu.ru

Алмазные наночастицы с центрами окраски, благодаря возможности контроля спинового состояния по фотолюминесценции, биосовместимости и чувствительности к электромагнитным полям, являются перспективными для применения в квантовой оптике, биологии и электронике [1]. Для контроля люминесценции зачастую включают алмаз в различные структуры, например, гиперболические метаматериалы [2], обеспечивающие усиление эмиссии, позволяющие управлять направлением излучения, а также помогающие увеличить интенсивность излучения, низкую в обычных условиях из-за эффекта полного внутреннего отражения [3]. Однако и сами алмазные частицы могут обладать резонансными свойствами, влияющими на люминесценцию и рассеяние, в зависимости от своего размера благодаря высокому показателю преломления (резонансы Ми [4]), что впервые экспериментально было продемонстрировано в [5]. Показано, что для малых кремниевых частиц (диаметром 100–150 нм) главный вклад в рассеяние в видимом диапазоне даёт магнитный дипольный резонанс, и продемонстрировано хорошее качественное согласие результатов с теорией рассеяния Ми. Влияние этих резонансов на люминесценцию алмазных частиц обсуждается в литературе [6–10], однако до сих пор недостаточно экспериментально исследовано.

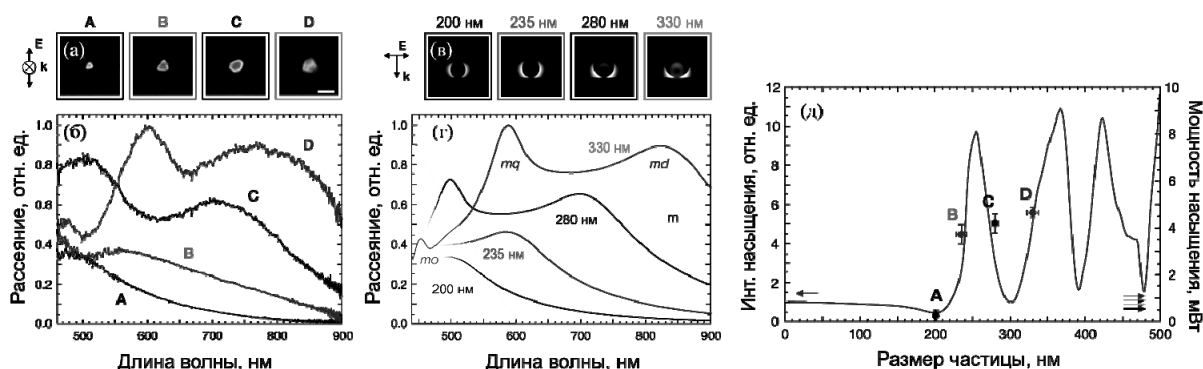


Рис. 2. (а) РЭМ исследуемых частиц. Масштабный отрезок — 500 нм. (б) Измеренные спектры рассеяния. (в) Численно рассчитанные распределения полей для возбуждения 660 нм. Геометрия расчёта показана слева. (г) Численно рассчитанные спектры рассеяния. (д) Измеренные мощности насыщения (цветные точки, правая шкала) для исследуемых частиц и аналитический расчёт (серая линия, левая шкала) для алмазных сферических частиц.

Существует более 500 различных центров окраски [1], в данной работе проведено экспериментальное исследование люминесценции центров окраски типа азот-вакансия (NV) в Ми-резонансных алмазных частицах. Для обнаружения резонансов Ми была проведена спектроскопия рассеяния одиночных частиц методом тёмного поля (рис. 1, б), также для сравнения были проведены численные расчёты спектров рассеяния в соответствии с геометрией эксперимента (рис. 1, г). В дальнейшем, при использовании возбуждения непрерывным лазером, были получены кривые насыщения и измерены

мощности насыщения для резонансных частиц. Наконец, для сравнения были проведены расчёты интенсивности насыщения для сферических алмазных частиц без учёта подложки (рис. 1, д). И расчёты, и измерения показывают, что мощность насыщения для частиц разного размера отличается больше, чем на порядок, что может быть объяснено возбуждением в них резонансов Ми.

Литература

1. Aharonovich I, Nue E 2014 *Advanced Optical Materials* **2** 10
2. Shalaginov M Y *et al.* 2015 *Laser and Photonics Reviews* **9** 120–127
3. Ondic L *et al.* 2017 *ACS Nano* **11** (3), 2972–2981
4. Kuznetsov A I *et al.* 2016 *Science* **354** aag2472
5. Kuznetsov A I *et al.* 2012 *Scientific reports* **2** 492
6. Greffet J J, Hugonin J P, *et al.* Treussart F and Roch J F 2011 *arXiv* 1107.0502
7. Inam F A *et al.* 2011 *New J. Phys* **13** 073012
8. Castelletto S and Boretti A 2011 *Opt. Lett.* **36** 4224–4226
9. Savelev R *et al.* 2018 *J. Phys.: Conf. Series* vol 961 p 012007
10. Zalagina A S *et al.* 2018 *Nanoscale* **10** 8721–8727

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПО СПЕКТРАМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛИНЫ СН₂-ЦЕПЕЙ В УГЛЕВОДОРОДАХ

Яблочникова М.С.^{1,2}, Виноградов А.А.³

¹МФТИ, г. Долгопрудный, Россия; ²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

³Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, г. Москва, Россия

E-mail: iablochnikova.ms@phystech.edu

Для линейных (одноцепных) углеводородов (н-алканов) по спектрам комбинационного рассеяния (КР) света можно определить количество атомов углерода в молекуле, иначе говоря длину цепи. Однако для веществ, содержащих несколько СН₂-цепей в молекулах, связь характеристик линий КР с длиной и количеством СН₂-цепей к настоящему времени не изучена.

В работе исследованы спектры КР нового семейства углеводородов — гидрированных олигомеров α -олефинов, а именно олигомеров гексена-1 и октена-1. В молекулах исследованных веществ, являющихся изомерами н-алканов (C_nH_{2n+2}), содержится от двух до пяти СН₂-цепей. Цель исследования — обнаружить связь спектров КР света с длиной и количеством СН₂-цепей в таких олигомерах. Актуальность задачи обусловлена отсутствием знаний о колебательных спектрах гидрированных олигомеров олефинов. Ввиду того, что эти олигомеры являются перспективными веществами для создания морозостойких машинных масел [1], а вязкость и температура замерзания углеводородов зависит от длины и количества СН₂-цепей, наше исследование представляет интерес также и с практической точки зрения.

В спектрах КР олигомеров линии, чувствительные к количеству и длине СН₂-цепей, были обнаружены в диапазонах 100–500 и 1100–1200 см⁻¹. В области 100–500 см⁻¹ наблюдалась D-LAM мода, которая соответствует суперпозиции деформационных колебаний С-С связей в СН₂-цепях, состоящих как из плоских (транс-конформеров), так и неплоских (гош-конформеров) последовательностей атомов углерода [2] в цепи молекулы. В случае н-алканов частота этой моды определяется исключительно длиной цепи [2]. Для олигомеров олефинов было обнаружено, что частота этой моды зависит от двух характеристик молекулы: полного числа углеродных атомов и количества цепей в молекуле. Зависимости частоты D-LAM моды для н-алканов, а также олигомеров гексена-1 и октена-1 представлены на рис. 1(а).

Мода, наблюдающаяся в диапазоне 1100–1200 см⁻¹, отвечает симметричным валентным колебаниям С-С связи в транс-конформерах. Для н-алканов существует однозначная связь между частотой этой моды и количеством атомов углерода в СН₂-цепи, полученная с использованием теории колебаний двухатомной цепочки [3,4]:

$$\nu_n = \sqrt{\nu_\infty^2 + \beta^2 \left(\sin\left(\frac{\pi}{n}\right)\right)^2} \quad (1)$$

где $\nu_\infty = 1130 \pm 2 \text{ см}^{-1}$ — частота моды для гипотетической бесконечной транс-цепи, $\beta = 313 \pm 2 \text{ см}^{-1}$, n — количество атомов углерода в молекуле.

На рис. 1(б) для *n*-алканов и олигомера (димера) гексена-1 показана частота этой моды как функция общего количества (n) атомов углерода в молекуле. Было установлено, что экспериментальная зависимость частоты симметричной валентной С-С моды для *n*-алканов хорошо согласуется с теоретической зависимостью (1). Методом теории функционала плотности были проведены расчеты спектров КР *n*-алканов. Зависимость частоты симметричной валентной С-С моды от количества атомов углерода в цепи, полученная с помощью этих расчетов, достаточно хорошо совпала с экспериментальной и теоретической (1) зависимостями.

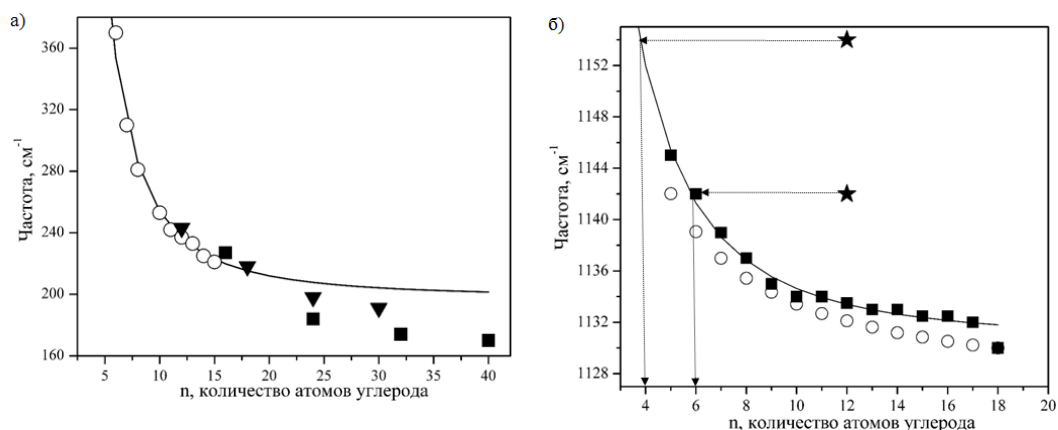


Рис. 1. Частоты D-LAM и симметричной валентной С-С моды как функции количества атомов углерода в CH_2 -цепи: а) теоретическая зависимость частоты D-LAM моды для *n*-алканов (—) [2], экспериментальные зависимости для *n*-алканов (○), олигомеров гексена-1 (▼) и октена-1(■); б) зависимости частоты С-С моды для *n*-алканов: вычисленная (—) по формуле 1, экспериментальная (■), результаты квантово-химических расчетов (○), частоты С-С моды в спектре КР димера гексена-1 (★).

Однако было обнаружено, что поведение С-С моды в спектрах КР олигомеров олефинов и *n*-алканов принципиально различно. В спектрах КР олигомеров наблюдается расщепление С-С моды на два колебания, причем частоты этих колебаний соответствуют *транс*-сегментам различной длины в отдельных цепях.

В частности, для димера гексена-1, молекула которого содержит две CH_2 -цепи с 6 атомами углерода в каждой, были обнаружены *транс*-последовательности из 4 и 6 атомов углерода (рис. 1б).

Таким образом, совместное наблюдение D-LAM моды и валентной симметричной С-С моды в спектрах КР олигомеров α -олефинов позволяет определять количество CH_2 -цепей и их длину и отличать эти вещества от *n*-алканов.

Исследование (по спектроскопии КР) выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № [19-02-00931](#) и при поддержке РНФ, грант 18-73-10128 (синтез олигомеров альфа-олефинов).

Литература

1. Nifant'ev I.E., et al. // *Applied Catalysis A: General*. 2018. V. 549. P. 40–50.
2. Snyder R.G. // *J. Phys. Chem.* 1982. V. 76. P. 3921–3927.
3. Sagitova E.A., et al. // *J. Phys. Chem. B*. 2012. V. 216. P. 221–231.
4. Gorelik V.S., et al. // *Proceedings of SPIE*. 2001. V. 4469. P. 25–35.

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНОЙ МАГНИТНОЙ МОДЫ В КЛАСТЕРАХ
НАНОДИСКОВ ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ АЗИМУТАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ
ВЕКТОРНЫМИ ПУЧКАМИ

Ягудин Д.Ф.¹, Кройчук М.К.², Шорохов А.С.³

МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: yagudin@nanolab.phys.msu.ru

В последние годы использование наночастиц для управления оптическим излучением на наномасштабе вызывает существенный интерес у международного научного сообщества. При этом реализация новых активных устройств нанопотоники, способных контролируемо управлять светом, требует разработки структур с высоким нелинейно-оптическим откликом. В частности, для преобразования частоты света на масштабах порядка нескольких десятков нанометров могут быть использованы эффекты генерации оптических гармоник. Для усиления таких эффектов на субмикронных размерах обычно используют усиление электрических полей в плазмонных структурах за счет их резонансного оптического отклика. Однако наблюдаемая эффективность нелинейного частотного преобразования в плазмонных наноструктурах остается небольшой [1], порядка $\sim 10^{-11}$, главным образом за счет тепловых потерь. Относительно недавно были предложены полностью диэлектрические наноантенны в качестве возможного пути повышения эффективности преобразователей частоты [2]. Нанопотонные устройства на основе диэлектрических наночастиц из материалов с высоким показателем преломления используют оптически индуцированный за счёт мультипольных Ми-резонансов магнитный отклик и предоставляют новые возможности для нелинейной оптики. В отличие от случая плазмонных наноструктур электромагнитное поле локализовано внутри диэлектрической наночастицы, что приводит к более эффективному использованию объема нелинейного материала. Кроме того, при использовании диэлектриков становятся доступны различные материалы с широким спектром оптических нелинейностей и тензорных симметрий. Например, метаповерхности, изготовленные из полупроводников III-V типа с большими внутренними нелинейностями второго порядка, демонстрируют сильную генерацию второй гармоники, индуцированную сконцентрированным внутри нанорезонаторов электромагнитным полем [3].

Также при сближении резонансных наночастиц между ними может возникать ближнепольное взаимодействие, проявляющееся в изменении нелинейного оптического отклика наноструктур, благодаря возбуждению в них коллективных мод, что ранее исследовалось лишь для изотропных материалов [4]. В этой работе мы делаем следующий шаг, анализируя ближнепольное взаимодействие в олигомерах, состоящих из цилиндрических наночастиц, изготовленных из арсенида галлия - анизотропного материала с сильной нелинейностью второго порядка, который не только позволит более эффективно генерировать гармоники второго порядка, но также приведет к модификации нелинейного отклика олигомера за счет взаимодействия собственной симметрии материала и симметрии наноструктуры. Мы анализируем два режима оптического возбуждения: освещение плоской волной и структурированным светом, в частности — азимутально-поляризованными цилиндрическими векторными пучками (ЦВП). Этот тип пучка был выбран, так как он позволяет повысить эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) за счет возбуждения специфической коллективной моды, которую мы также ожидаем обнаружить в спектрах рассеяния олигомеров [4]. Исследуемый образец представляет собой двумерный массив кластеров нанодисков GaAs: тримеров, квадратов, пентамеров и гексамеров, расположенных в форме правильных многоугольников (треугольник, квадрат, пятиугольник и шестиугольник соответственно). Образец рассчитан таким образом, чтобы магнитный дипольный резонанс Ми находился вне спектральной зоны поглощения GaAs. Для этой задачи мы использовали мультипольное разложение в соответствии с теорией Ми. Из всех резонансов, которые могут быть возбуждены в этих структурах, магнитный дипольный (МД) резонанс является наибо-

лее интересным, поскольку в его окрестности наблюдается большая локализация поля в нелинейном материале, что приводит к усилению ГВГ.

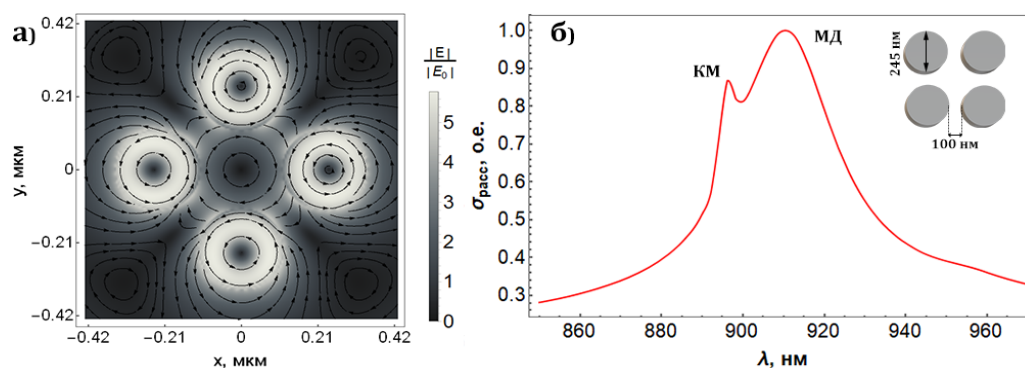


Рис. 3. а) Распределение напряженности электрического поля вблизи резонанса коллективной моды. б) Спектр оптического рассеяния для квадрумера, “КМ” (коллективная мода) – показывает положение коллективной магнитной моды, “МД” – положение магнитного дипольного резонанса. Вставка показывает характерные размеры кластера, высота дисков – 200 нм.

Спектры оптического рассеяния были рассчитаны, чтобы увидеть, как они изменяются при различных типах падающего пучка. Мы ожидаем, что линейный отклик наших структур будет зависеть только от взаимной ориентации поляризации пучка накачки и направления кристаллической оси, однако в случае нелинейного отклика мы прогнозируем дополнительную модуляцию сигнала, связанную с геометрическими симметриями каждого кластера и ближнепольным взаимодействием нанодисков. В случае возбуждения олигомеров азимутально поляризованным ЦВП, как ожидается, возбуждение коллективной моды проявится в спектрах рассеяния, что подтверждается расчетами. Рисунок 1а демонстрирует, что в окрестности коллективного резонанса электрическое поле сильно локализовано внутри нанодисков, что приводит к более эффективному использованию объемной нелинейности и, следовательно, более интенсивной ГВГ. Полученные результаты могут быть использованы для создания новых эффективных нелинейных, полностью диэлектрических наноантенн и субволновых источников света с контролируруемыми характеристиками излучения.

Литература

1. Kauranen M and Zayats A V 2012 Nonlinear plasmonics Nature Photon. 6 737–748
2. Maxim R Shcherbakov et al. 2014 Nano Letters 14 (11) 6488–6492.
3. Sergey S Kruk et al. 2017 Nano Letters 17 (6) 3914–3918
4. Alexander S Shorokhov et al. 2016 Nano Letters 16 (8) 4857–4861
5. Elizaveta V Melik-Gaykazyan et al. 2018 ACS Photonics 5 (3) 728–733

ИСПЫТАНИЕ КОМПЛЕКСА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ В ПОДЗЕМНОМ РУДНИКЕ

Подлесных А.А.¹, Каменев О.Т.^{1,2}, Петров Ю.С.², Колчинский В.А.²

¹ ШЕН ДВФУ, ² ИАиПУ ДВО РАН, Владивосток, Россия

E-mail: alex118usn@gmail.com E-mail: okamenev@mail.ru

В настоящее время достижения науки и техники обусловили создание техногенных объектов, эксплуатация которых требует постоянного контроля напряжений и вибраций конструкций. В связи с этим появилась необходимость разработки чувствительных измерительных приборов — деформометров и акселерометров, позволяющих получать достоверную информацию о состоянии контролируемых объектов, в частности, шахт и рудников [1].

В работе приведены данные, полученные при экспериментальных исследованиях приема сейсмических сигналов в подземном руднике. Сопоставлены результаты испы-

таний волоконно-оптического деформометра с пассивной стабилизацией рабочей точки (рис.1) и волоконно-оптического акселерометра с активной стабилизацией [2].

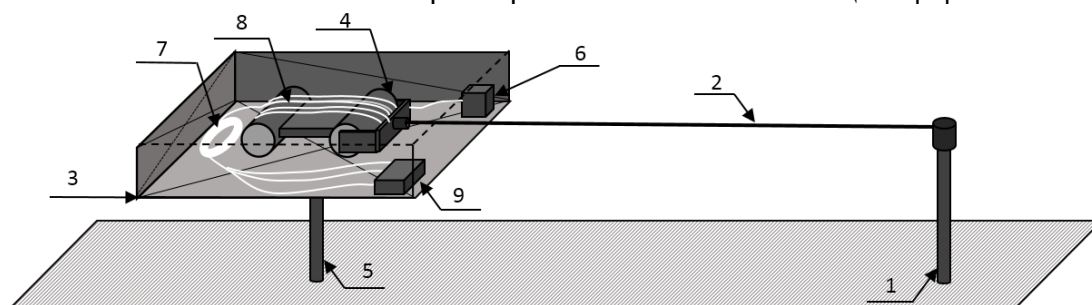


Рис. 1. Функциональная схема длиннобазового деформометра на основе волоконно-оптического интерферометра Маха-Цендера: 1 — стойка для крепления троса, 2 — трос, 3 — корпус, 4 — подвижная часть, 5 — стойка, 6 — полупроводниковый лазер, 7 — волоконный световод опорного плеча, 8 — волоконный световод измерительного плеча, 9 — фотоприемник.

Полученные данные с оптоволоконного деформометра обработаны при помощи алгоритма, описанного в работе [3]. На рисунке 2 представлены зафиксированные датчиками сигналы длиной 30 минут при частоте дискретизации 1024 Гц. Наблюдается деформационный сдвиг пород (1) с последующей релаксацией (2) и, после выделения высокочастотной составляющей сигнала – сейсмические колебания от работы горной техники (3).

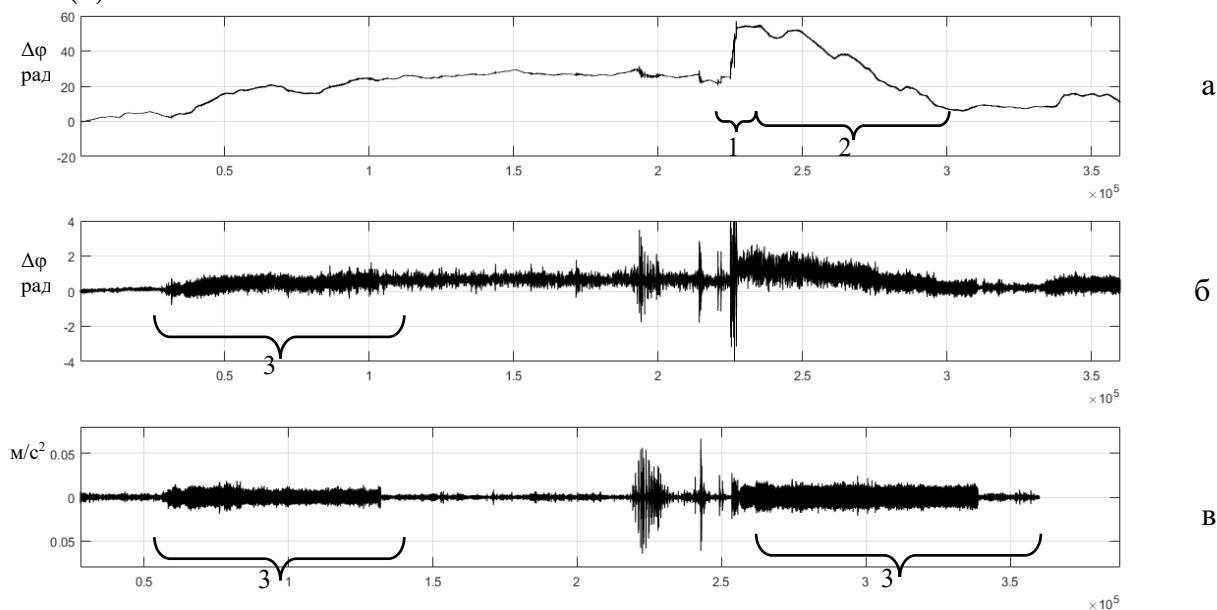


Рис. 2. (а) — Сигнал волоконно-оптического деформометра, (б) — сигнал деформометра, обработанный ФВЧ, (в) — сигнал волоконно-оптического акселерометра.

Таким образом, разработанный комплекс датчиков, состоящий из оптоволоконного деформометра с разветвителем 3×3 и оптоволоконного акселерометра зафиксировал сейсмические сигналы различного происхождения в подземном руднике. Установлена корреляция сигналов датчиков.

Литература

1. Inaudi, D., Elamarib A., Pflug L. Low-coherence deformation sensors for the monitoring of civil-engineering structures // *Sensors and Actuators A*. 1994, v. 44. p. 125–130.
2. Кульчин Ю.Н., Каменев О.Т., Петров Ю.С., Колчинский В.А. Волоконно-оптические интерферометрические приемники слабых сейсмосигналов // *Вестник ДВО РАН*. 2016, № 4. с. 56–59.
3. Her, S.-C., Yang C.-M. Dynamic Strain Measured by Mach-Zehnder Interferometric Optical Fiber Sensors // *Sensors*. 2012, v. 12(3). P. 3314–3326.

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА

Structural Peculiarities and Dielectric Properties of High-Density Polyethylene Films Containing InP and Ge Particles.....	461
Rzayeva S.M.	
Особенности скейлинга структур с фрактальными признаками	462
Аверочкин Е.П., Иванов Д.М., Ружицкая Д.Д.	
Экспериментальное исследование интегрально-оптического мультиплексора для системы DWDM.....	463
Былина М.С., Алексеева Д.Д.	
Плазмонное усиление поглотительной способности ионов Tm^{3+} в среде Tm_2O_3 в присутствии наночастиц Ag	465
Артамонов Д.А., Умаров Д.Р.	
Импульсный электрооптический модулятор со сдвигом частоты	466
Артемов Е.В., Наний О.Е.	
Исследование внутренних электрических полей в светодиодных гетероструктурах на основе квантовых ям InGaN/GaN методом спектроскопии электропропускания	467
Аслаян А.Э.	
Возбуждение блоховских поверхностных волн с помощью микропризм, изготовленных методом двухфотонной лазерной литографии.....	468
Ахременков Д.В., Сафронов К.Р.	
Фантомные изображения поляризационно-чувствительных двумерных объектов в поляризованном излучении.....	470
Агапов Д.П., Беловолов И.А., Магницкий С.А., Чиркин А.С.	
Влияние эффекта фазовой самомодуляции на работу фазочувствительного когерентного рефлектометра	471
Бенгальский Д.М., Харасов Д.Р.	
Повышение эффективности возбуждения CuVg лазера за счет модификации разрядного контура	473
Веселый И.А., Власов В.В., Тригуб М.В.	
Автоматизированный контроль состояния текущей жидкой среды	474
Гребеникова Н.М.	
Эффективный электромагнитный отклик анизотропных метаматериалов	477
Громько Д.А.	
Поверхностные плазмон-поляритоны на границе полупроводника и параэлектрика	477
Евсеев Д. А., Абрамов А. С., Федорова И. В., Семенцов Д.И.	
Измерение бактериохлорофиллов по спектрам поглощения без экстрагирования пигментов в пробах воды из меромиктических водоемов Беломорского региона	479
Емельянец П.С., Жильцова А.А.	
Исследование структурных элементов белковых молекул методами КР- и ИК-спектроскопии	481
Брандт Н.Н., Чикишев А.Ю., Манькова А.А., Енина Е.А.	
Решётки слабонаправляющих волноводов для реализации квантовых случайных блужданий.....	482
Журавицкий С.А., Скрябин Н.Н., Дьяконов И.В., Страупе С.С., Кулик С.П.	
Квантовая томография пространственных состояний света с использованием деформируемого зеркала.....	483
Жутов А.К, Кравцов К.С.	
Конфокальная микроскопия высыхающей капли жидкости допированной молекулами органолюминофоров И наночастицами серебра варьируемого размера.....	484
Зюбин А.Ю., Матвеева К.И., Брюханов В.В., Малащенко В.В., Александров К.А.	
Люминесцентные свойства координационных соединений трис- и тетракис- бета-дикетонатов диспрозия	485
Карева Е. Р., Тайдаков И. В., Амбросевич С. А., Коршунов В. М., Метлин М. Т.	
Усиление и сверхбыстрая модуляция магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных кристаллов.	486
Кириянов М.А., Новиков И.А., Зубюк В.В., Фролов А.Ю.	

Исследование механизма спектральной диффузии в одиночных коллоидных полупроводниковых квантовых точках	488
Князева М.А.	
Фотолюминесценция сверхтонких пленок органических полупроводников	490
Константинов В.Г.	
Исследование интерференционной картины в спектрах пропускания ядерных фильтров на основе полиэтилентерефталатных плёнок	491
¹ Корнейчук А.Д., Желтова А.В., Смолянский А.С.	
Технология изготовления интраокулярных линз, способ расчета конструктивных параметров монофокальных интраокулярных линз и методы контроля качества их изготовления	493
Корнышев М.А.	
Диагностика старения некоторых масляных красок с помощью ИК-Фурье спектроскопии.....	494
Крамарев Е.Г., Балахнина И.А.	
Трехмерные преломляющие рентгеновские линзы, полученные двухфотонной лазерной литографией с последующим отжигом.....	495
Кулагин Г.Е.	
Влияние фазового состава и локальной кристаллической структуры на транспортные свойства кристаллов ZrO_2 - Sc_2O_3 - R_2O_3 - Eu_2O_3 ($R - Y, Yb, Gd, Ce$)	497
Ларина Н.А.	
Механический метод создания наноструктур и их исследование в магнитооптике.....	498
Луценко С.В., Белотелов В.И.	
Магнитооптические свойства плазмонных структур, содержащих частично протравленный золотой слой.....	499
Мандрик М.П.	
Гигантское комбинационное рассеяние света органолюминофоров, адсорбированных на кварцевые поверхности, модифицированные гидрозолями наночастиц серебра варьируемого размера	500
Матвеева К.И., Зюбин А.Ю., Самусев И.Г.	
Спектроскопия холодных атомов рубидия, локализованных импульсным полем фемтосекундной длительности	502
Машко А.М., Мейстерсон А.А., Афанасьев А.Е.	
Локализация атомов импульсным полем фемтосекундной длительности	504
Машко А.М., Мейстерсон А.А., Афанасьев А.Е.	
Оптомеханическая жесткость на основе диссипативной связи	505
Назмиев А.И.	
Анализ качества изображения стереоскопических эндоскопических систем	505
Наумов А.А., Горева А.В., Мачихин А.С., Батшев В.И., Шарикова М.О.	
Теоретическое и экспериментальное исследование зависимости характеристик излучения полупроводниковых лазеров от величины тока через р-п-переход.....	506
Нургалиев Р.К., Алыкова О.М.	
Исследование геометрических характеристик рентгеновских преломляющих линз	507
Овчарук Е.А., Нарикович А.С., Лягун И.И., Зверев Д.А., Хегай А.Г.	
Анизотропное структурирование пленок аморфного кремния фемтосекундными лазерными импульсами.....	508
Орлов Д.В., Шулейко Д.В.	
Винтовые пучки в системах оптической связи	510
Павлов Н.Н., Аверченко А.В., Зотов А.М.	
Численные расчеты дифракции гауссова пучка в SLM.....	511
Петров П.Е.	
Исследование структурных изменений, вызванных воздействием лазерного излучения, в кристаллах $LiNbO_3:Fe$ при помощи метода времязрешающей дифрактометрии	512
Пиляк Ф.С.	
Исследование перекрестных линейных помех в высокоскоростных оптических линиях связи	513
Подлесная А.С., Лукиных С.Н., Наний О.Е., Трещиков В.Н.	
Изучение фототермического гетеродина на полимерных сферах	515
Подшивайлов Э.А.	
Применение асимметричных модифицированных резонаторов Фабри-Перо для повышения чувствительности гравитационно-волновых детекторов	517
Поплавский М.В.	

Цифровая голографическая микроскопия	518
Присяжнюк А.В., Соколенко Б.В.	
Сравнение технических характеристик современных перспективных систем прямого широкополосного оптического контроля толщины напыляемых покрытий	519
Просовский Ю.О., Денисов Д.Г., Просовский О.Ф.	
Особенности волоконно-оптической линии передачи СВЧ сигналов диапазона 8 – 12 ГГц в радиолокационных станциях морского базирования.....	520
Фадеев В.Б., Пчелкин Г.А.	
Применение спектральной методики для точного измерения эффективности органических и перовскитных солнечных элементов.....	522
Савченко П.С.	
Активная синхронизация мод импульсно-периодического щелевого CO ₂ -лазера с ВЧ-накачкой	523
Сагитова А.М., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Сеницын Д.В.	
Исследование кристалла Sn ₂ P ₂ S ₆ вблизи температуры фазового перехода методом импульсной терагерцовой спектроскопии отражения	524
Сафроненков Д.А., Воробьева Е.Д., Леонтьев А.А.	
Оптическая когерентная микроскопия, совмещенная с оптическим пинцетом, в качестве инструмента исследования механики клеток.....	526
Сиротин М. А., Ромодина М. Н., Любин Е. В., Соболева И. В., Федянин А. А.	
Обнаружение дефектов в сварной области оптического волокна методами цифровой голографической микроскопии	528
Присяжнюк А.В., Соколенко Б.В., Полетаев Д.А.	
Люминесцентный метод определения полициклических ароматических углеводородов при концентрировании их в мицеллярном растворе с использованием квантовых точек	529
Сокольников С.Р., Татаринов Д.А.	
Стабильность спектральных свойств водных суспензий ультрадисперсных алмазов	531
Таболич АА	
Методика фотосъемки и обработки изображения микрочастиц пылевой плазмы и аэрозольных облаков при контрольном освещении.....	533
Трошин И.Ю.	
Влияние скандия на люминесцентные свойства кристаллов Gd ₃ Al ₂ Ga ₃ O ₁₂ :Ce.....	534
Уханова А.О.	
Оптофлюидные системы для управления положением сферических диэлектрических частиц.....	535
Федоров В.Л.	
Влияние оптического отношения сигнал-шум зондирующего излучения на работу когерентного рефлектометра	537
Фомиряков Э.А., Харасов Д.Р.	
Люминесценция водорастворимых комплексов европия на основе N-гетероциклических лигандов, содержащих фосфонатные заместители	539
Фрейдкин М.П., Харчева А.В., Фарат О.К., Зорин Р.А.	
Исследование температурной зависимости люминесценции водорастворимого комплекса европия.....	540
Харитонов Д.А., Харчева А.В., Фарат О.К.	
Динамика распространения оптических импульсов в квази-РТ-симметричных фотонных кристаллах с дисперсией	541
Цветков Д.М.	
Оптическое переключение на основе Блоховских поверхностных волн в одномерных фотонных кристаллах.....	543
Чежегов А.А., Попкова А.А.	
Резонансы Ми и насыщение люминесценции в наноалмазах.....	545
Эльяс Е.И., Обыденнов Д. В.	
Определение по спектрам комбинационного рассеяния света длины СН ₂ -цепей в углеводородах.....	546
Яблочникова М.С., Виноградов А.А.	
Возбуждение коллективной магнитной моды в кластерах нанодисков из арсенида галлия азимутально поляризованными векторными пучками.	548
Ягудин Д.Ф., Кройчук М.К., Шорохов А.С.	
Испытание комплекса волоконно-оптических интерферометрических датчиков в подземном руднике.....	549
Подлесных А.А., Каменев О.Т., Петров Ю.С., Колчинский В.А.	

